B 76052 DP-2

HERTZBERG — NEW METHOD, INC. EAST VANDALIA ROAD, JACKSONVILLE, ILL. 62650

HZ6AP

TITLE NO.	ACCOUNT NO.	LOT AND TICKET NO.
J-0218.4900E	07200-13I	JC 00- 1 S1 3

43-12 JOURNAL * DE * PHYSIQUE *

(NP)

42-22 SER. 6*

43-24 4*1923*
42-28 530.5*JO*ser. 6*

V.4* (PHASE BOX*DO NOT CLAM SHELL) 13-29 01STX4

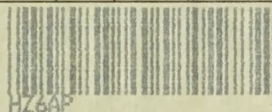
CLOTH COLOR HEIGHT

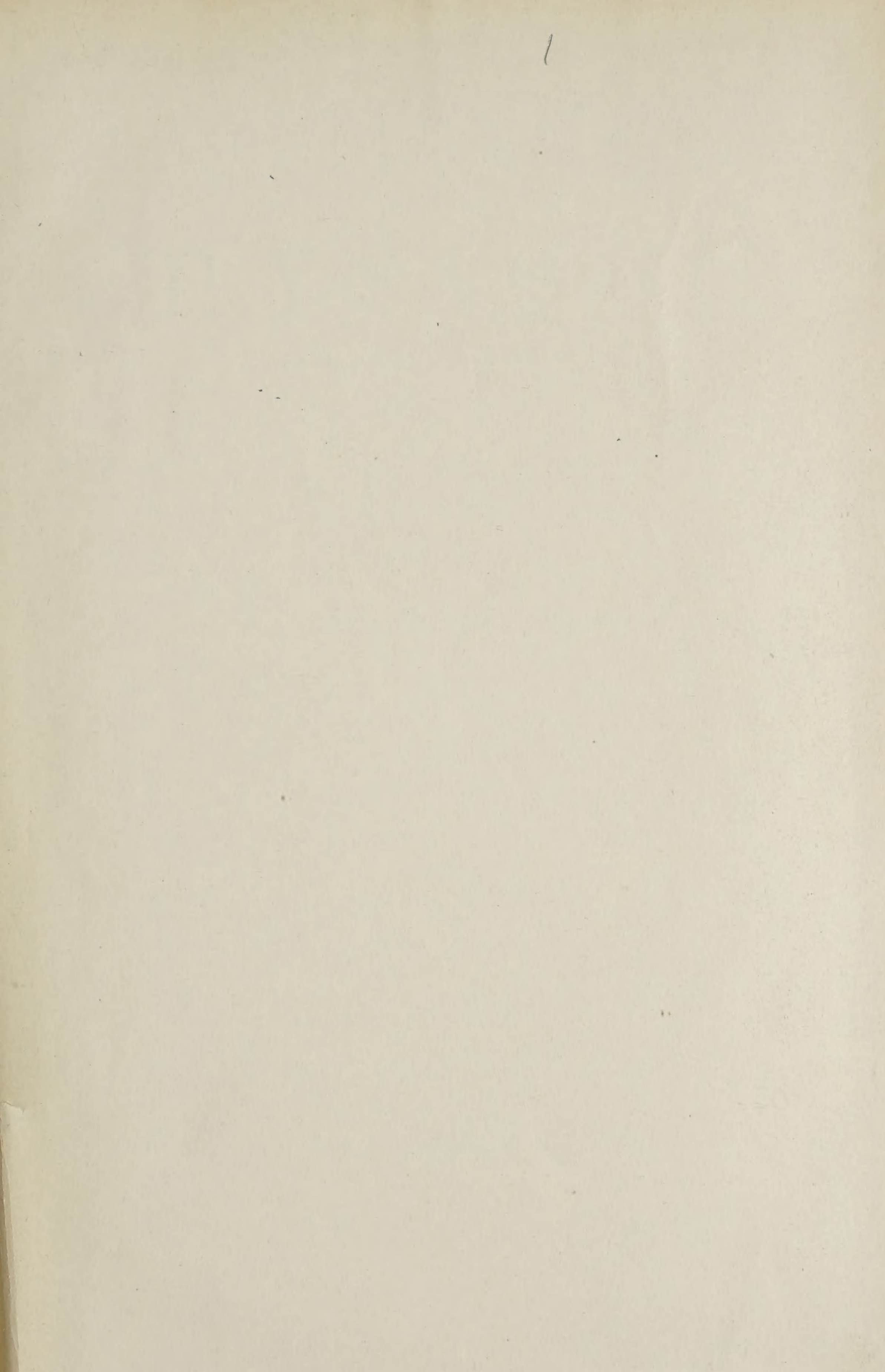
0088 VERY BRITTLE*PLEASE PHASE BOX* 10 3/4

CHARGING INFORMATION SPECIAL WORK AND PREP.

STUBBING		FRONT COVER		HAND ADHESIVE		MAP POCKET PAPER	
HAND SEW		NO TRIM		LENGTHWISE		MAP POCKET CLOTH	
THRU SEW		PAGES LAMINATED		FOREIGN TITLE		SPECIAL WORK	
THRU SEW ON TAPE		EXTRA THICKNESS		LINES OF LETTERING		REMOVE TATTLE TAPE	

HEIGHT	PICA	WRAP
10 7/8	22	





LE

JOURNAL

DE

PHYSIQUE

Fondé par J. Ch. d'ALMEIDA

ET LE

RADIUM

Fondé par Jacques DANNE

PUBLICATION de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE de PHYSIQUE

ANNÉE 1923

TOME IV — SÉRIE VI

REVUE GÉNÉRALE DE L'ELECTRICITÉ, ÉDITEUR

Administration : 12, place de Laborde, PARIS VIIIe | *Rédaction :* 10, rue Vauquelin, PARIS Ve

TABLE DES ARTICLES DU TOME IV

SÉRIE VI. — TOME IV. JANVIER 1923 N° 1.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

ETUDE DE LA CHALEUR SPÉCIFIQUE DE LA VAPEUR DE BENZINE SATURÉE ET TRACÉ DES ADIABATIQUES DU MÉLANGE LIQUIDE-VAPEUR

Par MM. G. BRUHAT et A. DELAYGUE
(Faculté des Sciences de Lille).

1. Introduction. — On sait que pour certains corps, la chaleur spécifique m' de la vapeur saturée présente deux points d'inversion : aux basses températures et au voisinage du point critique, m' est négatif, tandis que, dans l'intervalle de température compris entre les deux points d'inversion, m' est positif. Leur existence a été montrée expérimentalement par Mathias [1] pour le gaz sulfureux, à l'aide de mesures calorimétriques. L'existence du point d'inversion inférieur a été montrée par Cazin [2], pour le benzène et le chloroforme, par l'observation de la condensation par détente ou compression adiabatique. Enfin nous-mêmes avons récemment observé [3], pour le benzène, l'existence du point d'inversion supérieur, par l'étude de la condensation par détente ou compression adiabatique dans le tube d'une machine de Cailletet. Les températures des deux points d'inversion de la vapeur de benzène saturée peuvent être fixées, d'après les expériences de Cazin et les nôtres, à 122° et 258° centigrades, à quelques degrés près.

Les formules de la thermodynamique permettent de calculer les différentes constantes calorimétriques d'un fluide, lorsque l'on connaît son équation caractéristique et une valeur particulière de l'une d'entre elles pour chaque température. C'est ainsi que le calcul de la chaleur spécifique m' de la vapeur saturée a pu être fait par Dalton [4], en prenant comme donnée calorimétrique la limite γ_∞ vers laquelle tend le rapport $\frac{C}{c}$ des deux chaleurs spécifiques de la vapeur sèche lorsque la pression vers zéro. En admettant la loi des états correspondants, c'est-à-dire en admettant une équation

(1) E. Mathias, *Journ. de Phys.* (3), t. **5** (1896), p. 381.
(2) Cazin, *Ann. de Chim. et de Phys.* (4), t. **14** (1868), p. 374.
(3) G. Bruhat et A. Delaygue, *C. R.*, t. **174** (1922), p. 937.
(4) Dalton, *Phil. Mag.* (6), t. **13** (1907), p. 536.

caractéristique de même type pour tous les corps, il a pu dresser un tableau donnant les valeurs réduites des températures d'inversion, en fonction de la valeur du rapport γ_∞.

La loi des états correspondants n'est pas suffisamment exacte pour que ces calculs, qui s'appliquent aux corps du groupe de l'isopentane, puissent s'appliquer à une substance quelconque. C'est ainsi que les formules de Dalton ne permettent pas de prévoir l'existence des points d'inversion pour le gaz sulfureux. Pour le benzène, elles donnent des valeurs des températures d'inversion de 155° et 245° centigrades, assez éloignées des valeurs expérimentales. C'est pourquoi nous nous sommes proposés d'effectuer, pour ce dernier corps, le calcul de la chaleur spécifique, à partir d'une équation caractéristique qui lui convienne mieux, et de comparer à l'expérience les résultats obtenus.

2. Calcul de la chaleur spécifique m' au voisinage du point d'inversion supérieur. — La chaleur spécifique m' de la vapeur saturée est liée à la chaleur spécifique C de la vapeur sèche à pression constante par la relation :

$$m' = C - \frac{T}{J}\frac{\partial v}{\partial T}\frac{dp}{dT} \tag{1}$$

où $\frac{\partial v}{\partial T}$ est la dérivée fournie par l'équation caractéristique et $\frac{dp}{dT}$ est la dérivée prise le long de la courbe de saturation. La différence $C - c$ des deux chaleurs spécifiques à pression et à volume constants est donnée par la relation :

$$C - c = -\frac{T}{J}\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)^2}{\frac{\partial p}{\partial v}}. \tag{2}$$

La variation de la chaleur spécifique c de la vapeur sèche le long d'une isotherme est donnée par :

$$\frac{\partial c}{\partial v} = \frac{T}{J}\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}, \tag{3}$$

et sa valeur, pour le volume u de la vapeur saturée, est, en désignant par c_∞ sa valeur pour un volume infini et une pression nulle :

$$c = c_\infty + \frac{T}{J}\int_\infty^u \frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\,dv. \tag{4}$$

Lorsque la pression tend vers zéro, la vapeur peut être considérée comme un gaz parfait, et la différence entre ses deux chaleurs spécifiques à pression et à volume constants, $C_\infty - c_\infty$, peut être considérée comme indépendante de la température et égale à $\frac{R}{J}$, de sorte que l'on a finalement :

$$C = C_\infty - \frac{R}{J} - \frac{T}{J}\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)^2}{\frac{\partial p}{\partial v}} + \frac{T}{J}\int_\infty^u \frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\,\mathrm{d}v. \tag{5}$$

Pour évaluer les dérivées partielles de la pression qui entrent dans ces formules, nous avons admis pour équation caractéristique une équation du type de Clausius :

$$\left[p + \frac{a}{T(v+3b)^2}\right](v-b) = RT, \tag{6}$$

que l'on peut mettre, pour faciliter les calculs, sous la forme réduite :

$$\left[p' + \frac{16}{3}\frac{1}{T'\left(v'+\frac{1}{3}\right)^2}\right]\left(v' - \frac{1}{9}\right) = \frac{32}{9}T' \tag{7}$$

en posant :

$$p' = \frac{p}{p_c} \qquad v' = \frac{v}{v_c} \qquad T' = \frac{T}{T_c}. \tag{8}$$

Les calculs se font alors à partir des valeurs des constantes critiques du benzène :

$p_e = 47{,}9$ atmospbères $\qquad T_c = 561°{,}5$ absolus $\qquad v_c = 3{,}284$ cm³

et à partir des valeurs réduites du volume et de la température correspondant à chaque point de la courbe de saturation, à l'aide des formules :

$$\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)^2}{\frac{\partial p}{\partial v}} = \frac{p_c v_c}{T_c^2}\frac{\left(\frac{\partial p'}{\partial T'}\right)^2}{\frac{\partial p'}{\partial v'}}; \tag{9}$$

$$\frac{\partial p'}{\partial T'} = \frac{32}{9v'-1} + \frac{16}{T'^2\,3\left(v'+\frac{1}{3}\right)^2}; \tag{10}$$

$$\frac{\partial p'}{\partial v'} = -\frac{32\,T'}{9\left(v'-\frac{1}{9}\right)^2} + \frac{32}{3\,T'\left(v'+\frac{1}{3}\right)^3}; \tag{11}$$

$$\int_\infty^u \frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\,\mathrm{d}v = \frac{p_c v_c}{T_c^2}\int_\infty^{u'} \frac{\partial^2 p'}{\partial T'^2}\,\mathrm{d}v' = \frac{p_c v_c}{T_c^2}\,\frac{32}{3\,T'^3\left(v'+\frac{1}{3}\right)}. \tag{12}$$

Quant au terme $C_x - \frac{R}{J}$ de l'expression (5), nous l'avons supposé indépendant de la température. Les expériences de Regnault ont donné pour la chaleur spécifique C sous une pression de une atmosphère entre 120° et 220° une valeur égale à 0,375 : avec cette valeur et avec l'équation caractéristique que nous avons admise, l'équation (5) donne $C_x - \frac{R}{J} = 0,349$.

Le tableau I donne les résultats du calcul numérique. Pour chaque température T, on a pris les valeurs réduites u' du volume de la vapeur saturée dans les tables de S. Young ; on a calculé la valeur correspondante de C à l'aide des relations (9) à (12) et (5) : enfin on a calculé la valeur de m' d'après l'équation (1), en remplaçant $\frac{dp}{dT}$ par la valeur déduite des nombres expérimentaux de S. Young et $\frac{\partial v}{\partial T}$ par la valeur calculée à l'aide les équations (10) et (11).

Tableau I.

TEMPÉRATURE CENTIGRADE	PRESS. MAX. EN CM DE MERCURE	u' RÉDUIT	C	m'
230	1 681,5	5,07	0,482	+ 0,073
240	1 936,9	4,25	0,515	+ 0,051
250	2 221,4	3,58	0,562	+ 0,018
260	2 537,6	2,95	0,636	— 0,034
270	2 888,5	2,36	0,829	— 0,123
280	3 277,2	1,82	1,477	— 0,432
288,5	3 640	1	+ ∞	— ∞

La figure 1 représente la variation de m' avec la température : les calculs que nous venons d'exposer en ont fourni la partie droite. Le point d'inversion supérieur est donné par l'intersection de la courbe avec l'axe des abscisses : la température ainsi trouvée est 254°, en bon accord avec la valeur expérimentale 258°.

3. **Calcul de la chaleur spécifique m' au voisinage du point d'inversion inférieur.** — Si l'on veut poursuivre aux températures plus basses les calculs du paragraphe précédent, on trouve pour la température du point d'inversion inférieur une valeur inacceptable. Cela tient évidemment à l'imperfection de l'équation caractéristique : une équation réduite, c'est-

à-dire une équation dont les coefficients sont déterminés à partir des valeurs critiques expérimentales, ne donne de résultats acceptables qu'au voisinage du point critique.

Nous avons alors cherché à calculer m', à partir de données calorimétriques expérimentales obtenues pour des points de la courbe de saturation et pour des températures voisines de celle du point d'inversion inférieur.

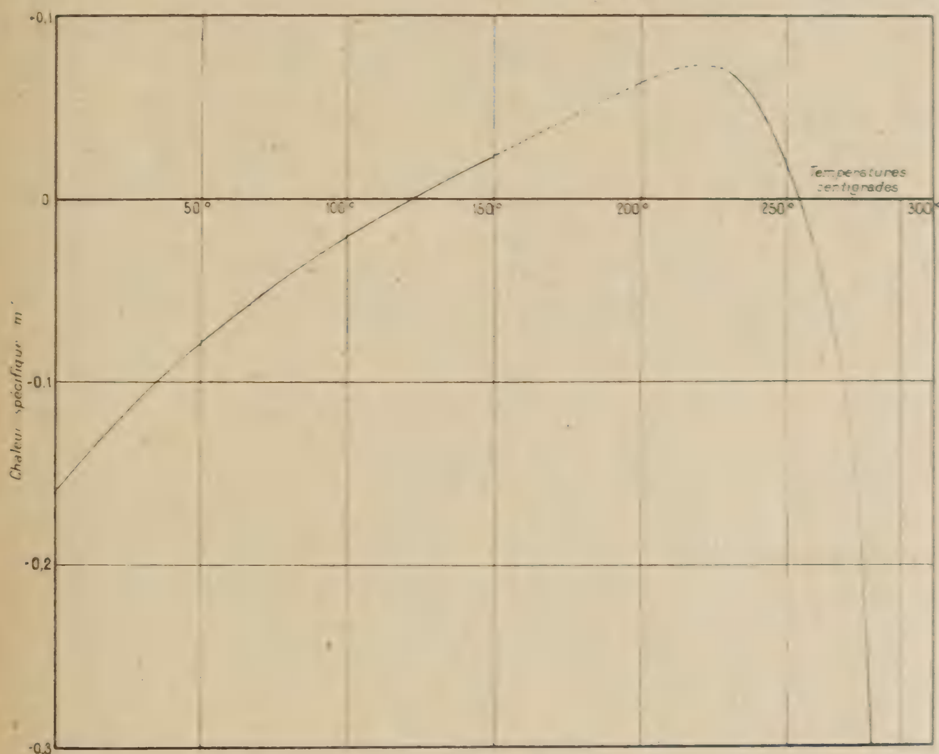


Fig. 1.

Nous sommes partis de la valeur de la chaleur latente de vaporisation L, et nous avons utilisé la relation :

$$m' = m + \frac{dL}{dT} - \frac{L}{T}. \qquad (14)$$

Aux températures, relativement basses, voisines du point d'inversion inférieur, on peut confondre la chaleur spécifique m du liquide le long de la courbe de saturation avec sa chaleur spécifique à pression constante, et écrire, en désignant par L' la chaleur totale de vaporisation :

$$m' = \frac{dL'}{dT} - \frac{L}{T}. \qquad (15)$$

Pour calculer la dérivée $\frac{dL'}{dT}$, nous avons employé une formule empirique de Regnault :

$$L' = 109 + 0{,}24429\,t - 0{,}0001315\,t^2. \qquad (16)$$

Quant à L, nous l'avons représenté par une formule parabolique :

$$L^2 = 42\,(561{,}5 - T), \qquad (17)$$

qui fournit des nombres en bon accord avec les valeurs expérimentales :

pour $t =$ 0° L observé $= 109$ (Regnault) ; L calculé $= 110$
80,2 L observé $= 94{,}9$ (Brown) ; L calculé $= 93{,}6$
288,5 (point critique) $L = 0$ $\frac{dL}{dT} = -\infty$.

Les valeurs (16) et (17) portées dans l'équation (15) donnent :

$$m' = 0{,}31609 - \frac{1}{T}\sqrt{42\,(561{,}5 - T)} - 0{,}000263\,T. \qquad (18)$$

Les valeurs calculées sont données dans le tableau II, et représentées par la partie droite de la courbe de la figure 1 (1).

Tableau II.

t	m'	t	m'	t	m'
0°	— 0,158	80°	— 0,042	150°	+ 0,024
10°	— 0,140	90°	— 0,031	160°	+ 0,032
20°	— 0,123	100°	— 0,020	170°	+ 0,040
30°	— 0,107	110°	— 0,010	180°	+ 0,048
40°	— 0,092	120°	— 0,001	190°	+ 0,056
50°	— 0,078	130°	+ 0,008	200°	+ 0,063
60°	— 0,065	140°	+ 0,016	210°	+ 0,070
70°	— 0,053				

Elles fournissent, pour le point d'inversion inférieur, la valeur de la température 121°, en excellent accord avec la valeur expérimentale 122°.

3. **Calcul de l'entropie des mélanges liquide-vapeur.** — Les calculs que nous venons d'exposer donnent la série des valeurs de m' depuis 0° jusqu'au point critique. La comparaison avec les valeurs expérimentales des

(1) L'un de nous [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 287] avait représenté les variations de m' dans cette région de températures par une formule linéaire en $\frac{1}{T}$, $m' = C\left(1 - \frac{\theta}{T}\right)$. Cette formule linéaire constitue une première approximation et est équivalente à celle donnée ici, lorsque l'on ne considère qu'un intervalle de températures restreint ; on peut alors négliger les variations du coefficient $\sqrt{561{,}5 - T}$, et celles du terme $0{,}000263\,T$. Voici d'ailleurs les valeurs qu'elle donne, pour $C = 0{,}4$, au voisinage de la température d'inversion 122° :

t	70°	100°	140°	170°
m'	— 0,052	— 0,022	+ 0,018	+ 0,044

valeurs qu'ils fournissent pour les températures d'inversion montre que l'on peut considérer les chaleurs spécifiques ainsi calculées comme exactes au voisinage des deux points d'inversion, et justifie les hypothèses qui ont servi à leur calcul. Il n'en est peut-être plus de même dans la région intermédiaire; les valeurs de m' pour les températures de 150° à 200° ont été obtenues par extrapolation d'une formule de Regnault valable de 0° à 150°, et en particulier la position du maximum de m' est assez mal déterminée. Il ne semble toutefois pas que la courbe des variations de m' puisse s'écarter beaucoup de celle tracée sur la figure 1.

Nous avons utilisé les valeurs de m' que nous avons calculées au calcul de la variation de l'entropie de la vapeur saturée le long de la courbe de saturation, par la formule :

$$S = \int_{T_0}^{T} \frac{m' \, \mathrm{d}T}{T}. \tag{19}$$

Nous avons effectué l'intégration pour les basses températures en remplaçant m' par la valeur (18); pour les températures moyennes (220° à 270°), nous avons représenté les différents arcs de la courbe m' par des formules d'interpolation :

$$m' = -AT + B - \frac{C}{561{,}5 - T};$$

pour les températures voisines du point critique (270° à 288°5), nous avons employé une formule d'interpolation s'inspirant des développements en série au voisinage du point critique donnés par l'un de nous [1] :

$$m' = -AT + B - \frac{C}{\sqrt{561{,}5 - T}}.$$

Les valeurs numériques obtenues pour l'entropie de la valeur saturée sont données par la deuxième colonne du tableau III : l'origine des entropies a été prise arbitrairement à la température $T_0 = 543°$ absolus ($t = 270°$ centigrades).

Nous avons ensuite calculé l'entropie S' du liquide le long de la courbe de saturation :

$$S' = S - \frac{L}{T}, \tag{20}$$

en utilisant les valeurs de L données par la formule (17). Les valeurs obtenues sont données par la colonne 3 du Tableau III. Nous avons également calculé les valeurs de l'entropie correspondant à des mélanges de différents titres x, par la formule :

$$S_x = S - \frac{L(1-x)}{T}. \tag{21}$$

[1] *Journ. de Phys.*, t. 2 (1921), p. 303.

TABLEAU III.

1	2	3	4	1	2	3	4
t	S	S'	$S_{0,5}$	t	S	S'	$S_{0,5}$
288°5	— 0,0210	— 0,0210	— 0,0210	140°	— 0,0111	— 0,2022	— 0,1066
280	— 0,0041	— 0,0381	— 0,0212	130	— 0,0114	— 0,2136	— 0,1125
270	0,0060	— 0,0512	— 0,0256	120	— 0,0114	— 0,2254	— 0,1184
260	+ 0,0012	— 0,0637	— 0,0312	110	— 0,0113	— 0,2371	— 0,1242
250	+ 0,0014	— 0,0755	— 0,0371	100	— 0,0109	— 0,2492	— 0,1301
240	+ 0,0007	— 0,0872	— 0,0432	90	— 0,0102	— 0,2617	— 0,1359
230	0,0005	— 0,0991	— 0,0498	80	— 0,0092	— 0,2743	— 0,1417
220	— 0,0022	— 0,1109	— 0,0566	70	— 0,0077	— 0,2870	— 0,1474
210	— 0,0044	— 0,1232	— 0,0638	60	— 0,0060	— 0,3000	— 0,1530
200	— 0,0057	— 0,1345	— 0,0701	50	— 0,0041	— 0,3137	— 0,1589
190	— 0,0069	— 0,1458	— 0,0763	40	— 0,0013	— 0,3275	— 0,1644
180	— 0,0081	— 0,1571	— 0,0826	30	+ 0,0020	— 0,3419	— 0,1699
170	— 0,0091	— 0,1682	— 0,0886	20	+ 0,0059	— 0,3562	— 0,1751
160	— 0,0100	— 0,1795	— 0,0947	10	+ 0,0105	— 0,3715	— 0,1805
150	— 0,0106	— 0,1907	— 0,1007	0	+ 0,0157	— 0,3872	— 0,1857

La colonne 4 du tableau III donne, à titre d'exemples, les valeurs obtenues pour $x = 0,5$.

4. Diagrammes relatifs aux mélanges liquide-vapeur. — Les nombres du tableau III permettent immédiatement de tracer le diagramme entropique représentant ces mélanges. Il est reproduit dans la figure 2 : on y a

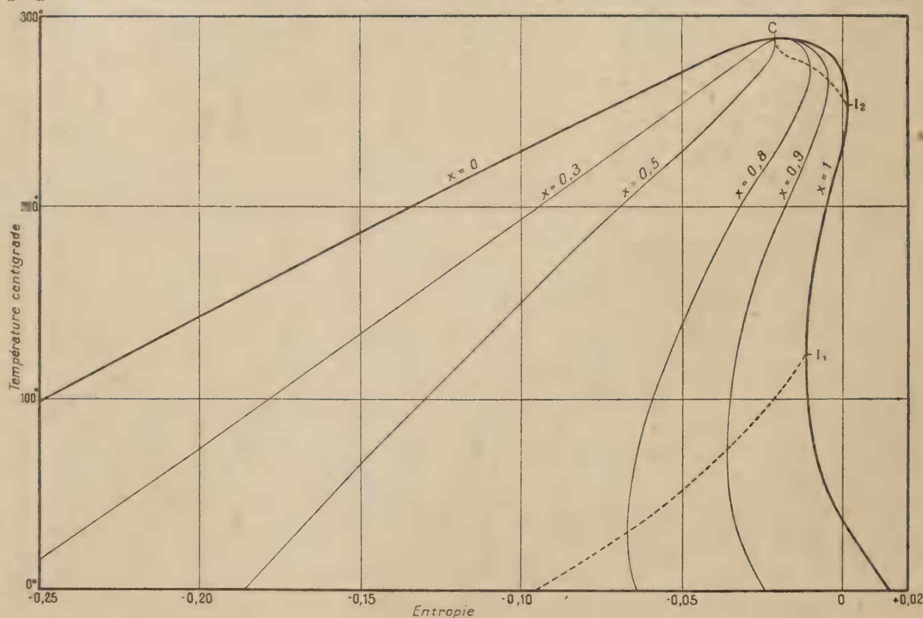


Fig. 2.

tracé la courbe de saturation et quelques courbes d'égale condensation [1].

Les courbes de détente adiabatique de la vapeur sont représentées sur ce diagramme par des droites verticales; on y voit immédiatement le sens de la modification du titre produit par une détente adiabatique [2].

Le lieu des points pour lesquels une détente adiabatique ne produit pas de modification du titre s'obtient en joignant tous les points où les courbes à titre constant admettent une tangente verticale. Cette courbe se compose de deux branches; la première part du point critique C [3] et aboutit au point d'inversion supérieur I_2: la seconde part du point d'inversion inférieur I_1, et ses points correspondent à des titres d'autant plus faibles que la température est plus basse.

Il est facile de passer du diagramme entropique aux diagrammes dans lesquels les coordonnées sont la pression et le volume, ou la température et le volume. Il suffit de prendre, dans les tables de S. Young, les valeurs de la pression et des volumes spécifiques du liquide et de la vapeur correspondant à l'équilibre à chaque température. On trace immédiatement, à partir de ces données, la courbe de saturation et les courbes d'égale condensation ($x = c^{te}$). Pour tracer une adiabatique ($S = c^{te}$) il suffit de relever sur le diagramme entropique les températures des points de rencontre de cette adiabatique avec les diverses courbes d'égale condensation, et de reporter ces points sur le nouveau diagramme. La figure 3 reproduit une partie du diagramme dans le plan température-volume; on y a tracé quelques courbes d'égale condensation et quelques adiabatiques, en particulier l'adiabatique A_1 tangente à la courbe de saturation au point d'inversion inférieure I_1, et au voisinage du point critique, l'adiabatique critique A_c. On y a tracé également, en la reportant à partir du diagramme entropique, la courbe, lieu des points pour lesquels une détente adiabatique ne produit pas de modification du titre.

5. **Résumé et conclusions**. — Nous avons pris comme point de départ de nos calculs, pour les hautes températures, les constantes critiques expérimentales du benzène et la valeur expérimentale de la chaleur spécifique de sa vapeur à basse pression; pour les basses températures, les valeurs expérimentales de la chaleur de vaporisation. L'application des formules de la thermodynamique nous a permis, à partir de ces données, de calculer la

(1) Au point critique, toutes ces courbes présentent une tangente horizontale, sauf la courbe du titre 1/2, qui fait un angle fini avec la courbe de saturation (BRUHAT, *loc. cit.*)

(2) Au point critique, l'adiabatique critique est normale à toutes les courbes d'égale condensation, sauf à la courbe $x = 1/2$; le titre des mélanges obtenus par détente adiabatique à partir du point critique diffère infiniment peu de 1/2 (*Id.*)

(3) Au voisinage du point critique, elle est symétrique, par rapport à l'adiabatique critique, de la courbe de titre 1/2 (*Id.*).

chaleur spécifique de la vapeur saturée aux diverses températures, et d'en déduire les valeurs théoriques des températures des deux points d'inversion. Nous avons trouvé pour ces valeurs théoriques 121° et 254° centigrades ; elles sont en bon accord avec les valeurs — 122° et 258° — que nous avons pu déterminer par des expériences directes : nous avons ainsi apporté une véri-

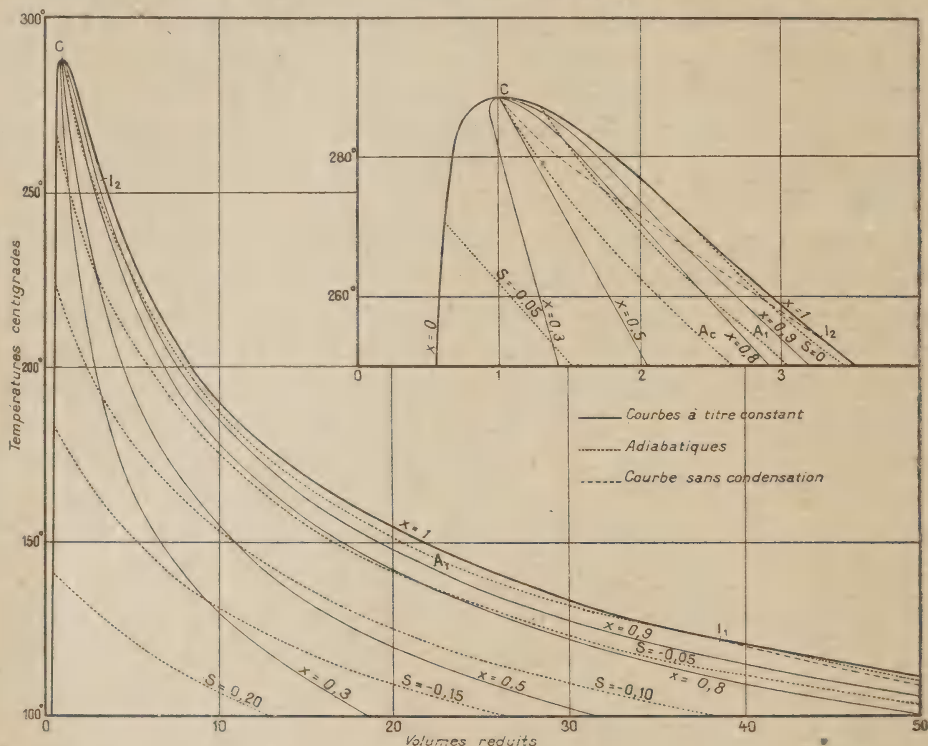


Fig. 3.

fication expérimentale de l'application des lois de la Thermodynamique aux vapeurs saturées.

Ayant ainsi vérifié l'exactitude des valeurs que nous avons calculées pour les chaleurs spécifiques de la vapeur saturée du benzène, nous les avons utilisées au calcul numérique des variations de l'entropie de la vapeur saturée de ce corps entre la température ordinaire et le point critique. Nous avons donné des tables numériques permettant de construire le diagramme représentatif des mélanges de liquide et de vapeur en prenant comme coordonnées la température et l'entropie. Jointes aux tables de S. Young, elles permettent de tracer les adiabatiques du mélange dans les plans de coordonnées habituels, volume-pression ou volume-température.

Manuscrit reçu le 29 juin 1922.

RÉGIME DES PRESSIONS DANS UNE BOITE A ANCHE

par M. Z. CARRIÈRE

La turbine phonique permet la mesure des pressions instantanées dans une masse d'air en vibration. Voici, pour une boîte à anche libre, un dispositif où est appliquée la méthode sommairement décrite ailleurs [1].

La figure 1 donne en haut une projection verticale, en bas une projec-

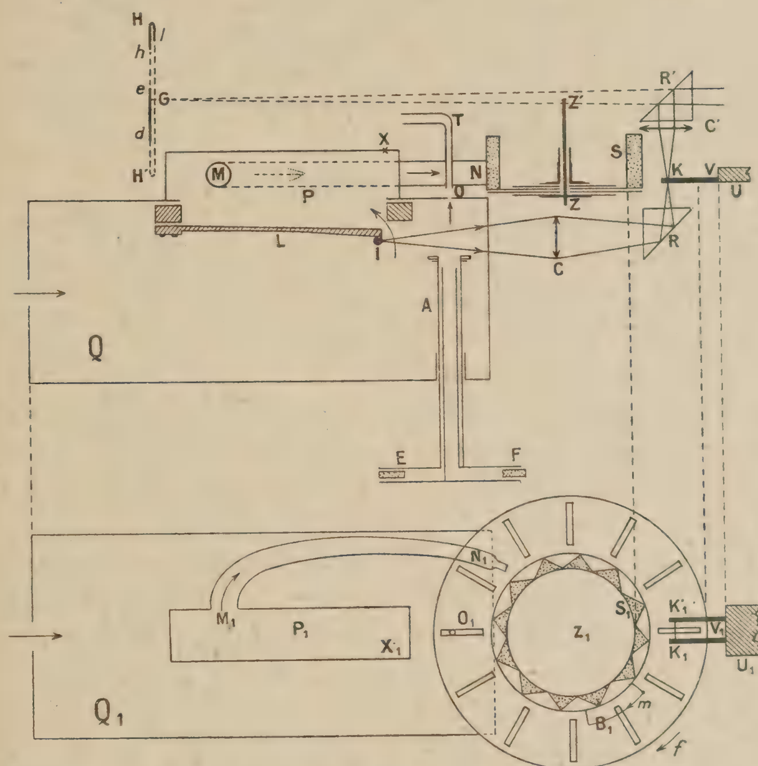


Fig. 1.

tion horizontale de l'appareil. Q est la boîte ; L. la languette ; P. M. N. l'échappement de l'air. Les dimensions de Q, P, M, N sont choisies de manière à fournir la résonance optimum. Un petit orifice circulaire en mince paroi est ouvert en O dans le fond supérieur de la boîte.

La turbine phonique est en S, munie de ses 12 dièdres à arêtes verticales (ombrés par un pointillé) et de son disque stroboscopique à 12 fentes radiales. Quand une des fentes découvre l'orifice O, la fente diamétralement opposée livre passage au faisceau lumineux issu de l'index I convergent

[1] *Journal de Physique* (1921), p. 339 et *Annales de Physique* (1922), p. 147.

en K. L'oculaire C' complète la lunette brisée dont C est l'objectif et dont le prisme à réflexion totale R' ramène les rayons émergents dans la direction horizontale. La lunette a un réticule mobile K_1 K_1' tendu entre les branches de la fourchette V que la pièce U rend solidaire d'un chariot micrométrique non représenté.

Calant la turbine dans la position qui laisse découvert l'orifice O, faisons vibrer l'anche. A l'oscillation verticale de I correspond une oscillation horizontale de K (vue en HH' dans l'oculaire C'), dans le plan qui passe par I et par la longue médiane de la fente utilisée. Elongations et amplitudes en I se mesurent en K par une translation convenable du réticule. Le rapport de correspondance est quelconque. La figure le représente égal à l'unité parce que l'anche dont je dispose, vibre avec une amplitude considérable (1 cm et plus). Pour que, dans ce déplacement, l'index I ne disparaisse jamais dans la fenêtre, il est éloigné de 4 mm du plan de la languette. C'est un tore minuscule en verre, plein de mercure, fixé à plat sur un prisme de liège collé sur la languette. Fortement éclairé, il fournit en HH' une droite verticale brillante très fine, limitée nettement aux deux extrémités qui sont d'éclat maximum. J'ai représenté double cette ligne parce que, pendant une vibration, elle est parcourue deux fois alternativement dans un sens, puis dans l'autre. En réalité, les deux droites sont confondues.

Laissons maintenant tourner le rotor à la vitesse de synchronisme qu'entretient l'échappement pulsatoire en N. Le faisceau convergent en K n'atteint ce point que pendant les courts instants de passage d'une fente dans le plan vertical IZZ'; HH' n'est illuminé que sur un court segment $\overline{ed}$ dont l'éclat, la longueur et la position moyenne dépendent du calage φ des fentes par rapport aux dièdres, et de leur largeur. Cette dernière étant de 2 degrés, la lumière est admise pendant un quinzième de la période. La longueur du segment $\overline{ed}$ est une fraction tantôt plus grande, tantôt plus petite de la double amplitude 2 HH'. Ce qu'il faut déterminer, c'est sa position moyenne, c'est-à-dire le point du segment qui correspond au milieu de l'intervalle de temps pendant lequel la lumière est admise. C'est sensiblement le milieu du segment. Posant $\overline{Ge} = \sin p$ et $\overline{Gd} = \sin q$, ces deux grandeurs représentent $\frac{1}{2}(\sin p + \sin q)$ et $\sin\frac{p+q}{2}$ dont le rapport constant est égal à $\cos\left(\frac{p-q}{2}\right)$. Pour les fentes que j'utilise, ce cosinus est égal à 0.914.

En tous cas, le pointé des extrémités « e » ou « d » doit être aussi

précis que possible. Il faut, pour cela, admettre ou supprimer la lumière très brusquement, ce qu'on réalise en rapprochant le plus possible le point K du plan du disque. Il devrait être dans ce plan s'il ne fallait pas réserver une place suffisante pour le réticule qu'on installe d'ailleurs sur une monture d'épaisseur minima.

Dans ces conditions, l'intensité lumineuse ne dépend pas de la largeur des fentes.

Quand le segment a une position moyenne voisine de H ou de H' une seule de ses extrémités est répérable, « h » par exemple ; la deuxième se projette à l'intérieur du segment lumineux replié sur lui-même à partir de H.

L'extrémité repérable H, fort nettement limitée d'ailleurs et d'éclat maximum, ne fournit aucun renseignement pour la position moyenne (elle détermine l'élongation maxima). La mesure possible pour « h », suffit d'ailleurs à résoudre le problème, puisqu'on connaît la durée de l'admission de la lumière.

La continuité du phénomène indique si l'extrémité visible appartient à l'un ou à l'autre sens de parcours de HH'.

Les oscillations de calage [1] de la turbine synchronisée produisent un glissement du segment lumineux $\overline{ed}$ dans sa propre direction, alternativement dans le sens HH', puis dans le sens H'H. La période de ce glissement est de quelques secondes ; son amplitude peut égaler et dépasser la longueur du segment lui-même. Il est facile d'amortir ces oscillations, au moins pendant une mesure, en envoyant avec le rythme et la phase appropriés de petites bouffées d'air sur les aubages de la turbine.

Nuisible à la précision dans la plupart des cas, ce glissement lui est favorable lorsque la position moyenne coïncide avec H ou H'. Plus exactement, il remplace les mesures micrométriques devenues alors trop imprécises. Au visinage de H ou de H', à des instants différents de la période correspondent des segments peu différents. L'instant du maximum d'élongation de I qui leur correspond est, de ce chef, mal déterminé.

L'éclat est maximum en H (ou H'), d'ailleurs constamment éclairé si les oscillations de calage sont d'amplitude modérée. Il diminue de ce point jusqu'à l'extrémité « h ». Le trait lumineux fuselé prend l'apparence d'une flamme qui, issue du niveau H fixe, pointe vers G. Pendant les oscillations de calage, c'est tantôt « h », tantôt « l » qui pointe vers G et, lorsque les deux extrémités atteignent le même niveau, la fréquence de ces oscillations

[1] Il s'agit du calage ε des aubages de la turbine par rapport à l'ajutage N dont ils reçoivent l'impulsion maxima. Il est défini dans l'article cité et ne doit pas être confondu avec le calage φ dont il sera question tout à l'heure.

paraît brusquemment passer à l'octave. C'est l'indice que la position moyenne est exactement en H (ou en H'). Pour des points voisins, l'illusion n'est plus possible parce que les deux extrémités « h » ou « l » n'atteignent pas le même niveau.

La pression instantanée *P* dans la boîte Q est mesurée par l'action du jet J émis par l'orifice O vers le tube de Pitot T [1]. Ce procédé de mesure particulièrement simple se légitime par les hypothèses et sous les conditions restrictives suivantes.

L'orifice est en mince paroi (0,1 mm d'épaisseur, 1,2 mm de diamètre). J'admets que les vitesses dans le jet J hors de la boîte et près de l'orifice dépendent uniquement de la *pression actuelle P* dans la boîte et près du même orifice, qu'elles sont, par conséquent, indépendantes de la loi de variation de *P* en fonction du temps. Autrement dit, les filets gazeux jouent le rôle de manomètre dénué d'inertie.

Le disque de mica a 0,1 mm d'épaisseur, un intervalle de 1,5 mm sépare les orifices de la boite et du Pitot. J'admets que la résistance à l'écoulement du gaz n'est pas sensiblement modifiée par le passage des fentes, la *direction des vitesses* étant seule changée.

La boîte contient $25 \times 9 \times 8$ cm³. J'admets que l'écoulement par l'orifice de 1,2 mm, ne modifie pas sensiblement la loi de variation des pressions intérieures.

On admettra aisément et l'expérience directe confirme que le *calage* ε *des dièdres par rapport à l'ajutage* N à l'instant où le vent est maximum n'est pas sensiblement modifié par les variations du *calage* φ *des mêmes dièdres par rapport aux fentes*.

Quant au tube de Pitot (1,0 mm de diamètre intérieur, 0,05 mm d'épaisseur), je n'invoquerai à aucun moment la formule qu'on lui applique généralement. J'admets seulement que ses indications sont une *fonction bien déterminée de la pression P quand son orifice et l'orifice O gardent rigoureusement les mêmes positions respectives*. La fonction est assurément complexe car la veine est déjà étalée à 1,5 mm de l'orifice. On se dispense de l'expliciter par l'étalonnage suivant.

Poussons vers le haut le tube A jusqu'à ce qu'il touche, le fond supérieur de la boîte et y applique une rondelle de caoutchouc formant fermeture étanche. Le volume intérieur du tube est soustrait aux variations de pression de la boîte ; quand l'anche vibre, aucun jet n'est émis par O.

(1) Après essais infructueux, j'ai renoncé à mesurer la vitesse du jet J par la méthode décrite dans l'article cité au début. Le jet étant très étroit, il est quasi-impossible de maintenir sur son axe les particules incandescentes et d'éliminer du champ de vision celles qui en sont éloignées

Enlevant les bouchons E et F, relions le tube E à un manomètre à eau, le tube F à un réservoir d'air comprimé. Le jet « j » qui sort maintenant en O est poussé par une pression *constante* connue p. Il est interrompu avec la même fréquence et *dans les mêmes conditions que le jet* J tout à l'heure par la turbine synchrone. Je règle la pression p au réservoir de façon à réaliser au Pitot la même dénivellation dans les deux cas. Je tiens pour légitime d'identifier les pressions correspondantes : p, pression constante au réservoir; P, pression instantanée dans la boîte à anche, au moment où la fente découvre l'orifice.

Le seul contrôle des hypothèses que j'aie pu réaliser est le suivant. Pour l'étalonnage sous pression constante p, les pressions fournies par le Pitot et par le manomètre relié à E doivent être dans le rapport des durées d'admission du jet « j » à la durée totale. Les durées d'admission sont proportionnelles à la largeur des fentes. Sur mon disque, cette largeur passe brusquement de 2 degrés dans la couronne balayée par le faisceau lumineux à 4 degrés dans la couronne plus extérieure balayée par le jet. Le rapport en question doit donc égaler 4 : 30. C'est celui que donne effectivement l'expérience.

Il y a avantage évident, pour l'action sur le Pitot, à élargir les fentes. L'inertie des fluides manométriques totalise les impulsions discontinues et variables en une dénivellation parfaitement stable et facile à mesurer. Au Pitot est relié un micromanomètre Kretz (alcool-eau et essence de térébenthine) 29 fois plus sensible que le manomètre à eau à 20° et 28 fois plus à 18°. La température de l'appareil est maintenue constante à 0°,2 près par un bain de 5 litres d'eau dans lequel plonge l'appareil entier.

La figure 1, en haut, montre comment sont assemblés le disque stroboscopique et le disque de base formant la carcasse de la turbine. En mica l'un et l'autre, ils sont fortement pressés contre la roue d'un train d'horlogerie par une rondelle et un manchon enfilé à frottement dur sur l'axe ZZ'. Un secteur B_1 en mica, gradué de zéro à 45 degrés, repère les calages φ qu'on modifie à la main, turbine au repos.

La mesure de φ n'a qu'une valeur de paramètre si on fait simultanément les mesures d'élongation et de pression.

La turbine accrochée est à peu près indéréglable. Un décrochage ne peut provenir que des variations de pression à l'alimentation. Or, ces variations sont à éviter soigneusement pour un motif différent : leur influence sur les élongations et les pressions est considérable et ne se réduit pas à une simple variation du calage ε; une étude complète s'impose et est déjà commencée.

En tout cas, alimentant mon anche avec du gaz d'éclairage sous 20 mm d'eau environ, j'ai dû assurer la constance de cette pression à moins de 0,1 mm près. Je l'ai réalisée à la main, d'après les indications d'un manomètre à eau de faible inertie, à tube incliné presque horizontal, jouant à proprement parler le rôle de manoscope. Au voisinage de la pression utilisée l'appareil est 20 fois plus sensible qu'un manomètre à eau.

La figure 2 donne une des courbes représentant, en fonction des élon-

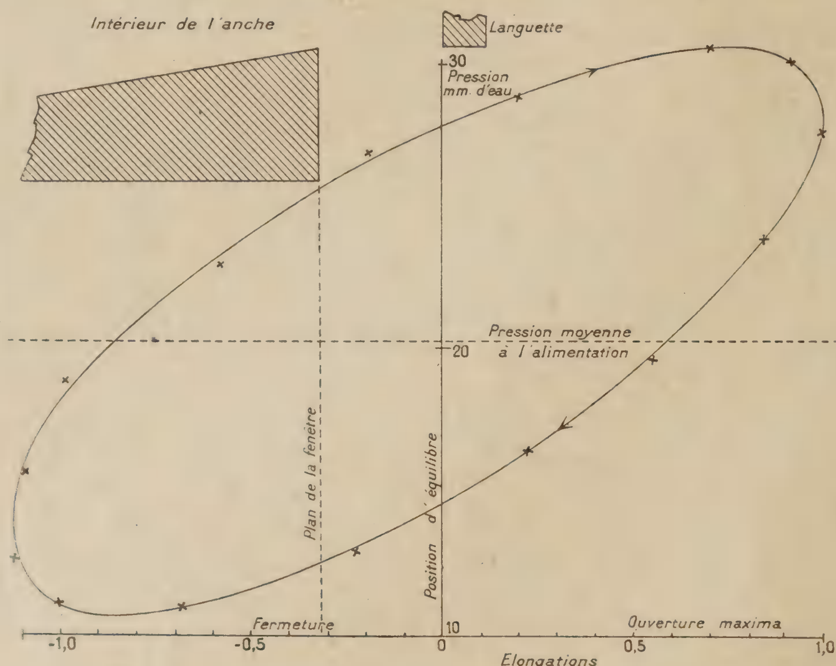


Fig. 2.

gations de la languette les pressions instantanées P dans la boîte Q.

Les pressions sont en millimètres d'eau ; l'horizontale tracée en pointillé marque la pression d'alimentation (21 mm) sensiblement égale à la moyenne des pressions extrêmes.

Pour les abscisses, j'ai pris, comme unité, l'élongation maxima positive correspondant à l'ouverture maxima de la fenêtre devant laquelle vibre la languette. Les élongations maxima ne sont pas égales de part et d'autre de la position d'équilibre. L'*amplitude totale* de l'oscillation vaut à peu près 10 mm (exactement 9,8 mm).

J'ai représenté, sur la figure, la languette en sa position d'équilibre et le bord de la fenêtre que rase son extrémité.

Le sens du parcours du cycle est indiqué par deux flèches, contrôlé

d'ailleurs par des mesures spéciales au miroir tournant. La relation entre la forme du cycle et l'énergie d'entretien du mouvement vibratoire ne peut-être établie qu'après détermination du régime des pressions aux différents points de l'espace Q et de l'espace P. En X X_1, fig. 1, est un orifice d'attente analogue à O O_1, par lequel sera faite cette détermination.

J'ai d'autre part, appliquant toujours le même principe, construit une *sonde acoustique* qui permet de faire les mesures précédentes en un point quelconque du volume intérieur Q. A l'extrémité du tube-sonde sont en regard l'orifice et le Pitot entre lesquels vibre dans son propre plan une lame mince entretenue électriquement au moyen d'un rupteur à 12 plots calé sur la turbine.

Lame et Pitot sortis du tube-sonde et placés dans les filets parallèles du courant variable qui sort par N donnent une mesure du débit pour les divers états de la période.

L'étude est trop peu avancée pour que je puisse insister.

Il me suffit pour l'instant d'avoir montré que, *grâce à la turbine phonique*, l'étude analytique des pressions (et des débits) rapidement variables est possible et même facile.

Voici quelques chiffres caractéristiques de l'appareil utilisé.

Fréquence de l'anche	55,4.
Dimensions de la languette L	$78 \times 8{,}4 \times 0{,}7$ mm³.
Diamètre de la turbine	70 mm.
Hauteur des 12 dièdres	22 mm.
Diamètre du disque stroboscopique	122 mm.
Longueur des fentes de 2 degrés	16 mm.
Longueur des fentes de 4 degrés	7 mm.
Pression d'alimentation	21 mm. d'eau.
Débit en régime	130 litres par minute.
Distance de l'orifice O à la languette	21 mm.
Distance de l'orifice O à la paroi voisine	15 mm.
Dimensions de la fenêtre, côté entrée	$78 \times 8{,}9$ mm².
— — côté sortie	$80 \times 9{,}5$ mm.
Profondeur de la fenêtre	6,5 mm.

Z. CARRIÈRE.

Manuscrit reçu le 19 juin 1922.

POUVOIR ROTATOIRE ET DISPERSION ANOMALE DES ACIDES TARTRIQUE ET MALIQUE

par R. DE MALLEMANN
Institut de Physique, Nancy.

I. — Dès ses premières recherches sur le pouvoir rotatoire des liquides. Biot ([1]) trouva que celui de l'acide tartrique droit, en solution aqueuse, variait beaucoup avec la concentration. Le pouvoir rotatoire $[\alpha]$ diminue notablement quand la concentration augmente. La dispersion rotatoire peut, d'ailleurs, avoir l'allure caractéristique de la dispersion anomale.

Des mesures précises effectuées par Arndtsen ([2]) ont conduit, pour chaque radiation étudiée, à une relation *linéaire* entre le pouvoir rotatoire et la concentration.

En solution étendue, à la température ordinaire, les rotations sont droites et la dispersion, normale ([3]) dans tout le spectre visible.

En solution concentrée (voisine de la saturation à 24°), les rotations deviennent très petites pour l'extrémité bleue du spectre; la courbe de dispersion plonge rapidement et coupe l'axe des longueurs d'onde λ en un point voisin de la limite de l'ultra-violet.

Pour les concentrations intermédiaires, les courbes présentent un maximum dans le spectre visible. Ce maximum s'aplatit déjà beaucoup pour des concentrations de l'ordre de 30 pour 100; le segment de la courbe de dispersion compris entre le jaune et le violet est alors sensiblement une droite parallèle à l'axe des longueurs d'onde.

La température produit des modifications analogues : toutes choses égales, le pouvoir rotatoire croît et l'anomalie de dispersion décroît quand la température s'élève.

Ces résultats ont été confirmés et précisés par Wendell ([4]), Lepeschkin ([5]) et surtout Winther ([6]).

Bruhat ([7]) reprenant une vieille expérience de Biot eut l'idée de

(1) Biot, *Mémoires de l'Institut*, t. **15** (1838) et *Ann. de Chimie et Phys.* (3) t. **10**, p. 385.
(2) Arndtsen, *Ann. de Chimie et Phys.* t. **54** (1858), p. 403.
(3) La dispersion est normale d'*allure*, mais sa valeur est beaucoup plus *faible* que ne le voudrait la loi de Biot $\rho = \frac{A}{\lambda^2}$.
(4) Wendell, *Wied. Ann.*, t. **66** (1898).
(5) Lepeschkin, *Ber. Deutsch. Chem. Gesell.*, t. **32** (1899).
(6) Winther, *Zeits. f. Phys. Chemie*, t. **41** (1902) et t. **45** (1903).
(7) Bruhat, *Thèse*, Paris, 1914.

comparer aussi exactement que possible, la dispersion de l'acide tartrique dissous à celle de l'acide tartrique fondu et ramené à la température ordinaire par surfusion. Les deux faisceaux de courbes ainsi obtenus présentent une analogie remarquable, qui conduit l'auteur à attribuer la même explication à l'un et l'autre cas.

L'acide surfondu à la température ordinaire présente des rotations *négatives* du côté de l'extrémité violette du spectre, la rotation s'annulant pour une radiation comprise entre le jaune et le bleu.

Arndtsen (²) avait déjà observé ces rotations négatives dans des solutions d'acide tartrique contenant une forte proportion d'alcool. Ces solutions alcooliques ont un pouvoir rotatoire beaucoup plus petit que les solutions aqueuses de même concentration : il est, de plus, relativement peu variable avec la concentration de l'acide. Les dispersions sont anomales et les courbes tout à fait analogues à celle de l'acide surfondu de Bruhat.

Przibram (⁸) a montré que l'addition de certains liquides organiques, en particulier la benzine, à ces solutions alcooliques d'acide tartrique droit, conduisait à des rotations gauches pour le jaune (raie D).

Ces observations ont été généralisées par Grossmann (⁹) et ses collaborateurs. Nous avons nous-même vérifié que les solutions riches en benzine donnaient des pouvoirs rotatoires gauches pour toutes les couleurs du spectre et une dispersion d'allure normale, mais forte.

II. — Nous avons eu l'occasion d'observer une nouvelle cause de diminution et de changement de signe du pouvoir rotatoire de l'acide tartrique.

Pasteur (¹⁰) avait signalé que le tartrate de calcium dans l'acide chlorhydrique donnait de faibles rotations négatives pour la raie D.

Il nous a paru logique d'attribuer cette action à la formation de chlorure de calcium. L'expérience a vérifié nos prévisions (¹¹).

On sait que dans les conditions ordinaires, les solutions d'acide tartrique ne précipitent pas par addition de chlorure de calcium.

Nous avons donc mesuré le pouvoir rotatoire (rapporté au poids d'acide tartrique) d'une série de solutions de concentration variable tant en acide tartrique qu'en chlorure de calcium et tracé les courbes de dispersion repérées au moyen des 4 raies principales du mercure.

(⁸) Przibram, *Ber. Deutsch. Chem. Gesell.*, t. **22**, p. 6.
(⁹) Grossmann, *Optical Rotatory Power*, Londres, 1914.
(¹⁰) Pasteur, *Ann. de Chimie et Phys.*, IIIᵉ s., t. **28**.
(¹¹) *C. R.*, t. **171** (15 nov. 1920).

La figure 1 montre un certain nombre de ces courbes.

Nos observations peuvent se résumer dans les remarques suivantes :

a) La présence de chlorure de calcium dans une solution d'acide

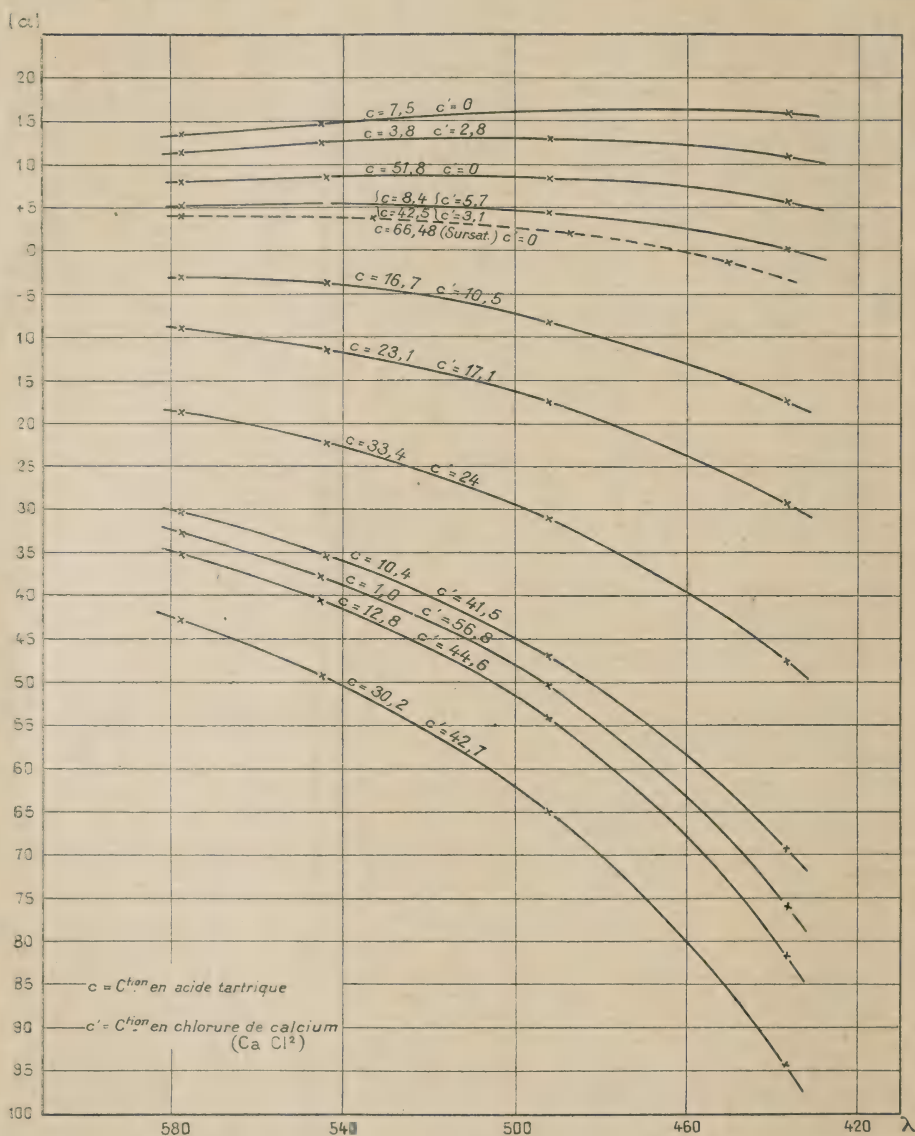


Fig. 1.

tartrique abaisse considérablement son pouvoir rotatoire. On atteint ainsi des pouvoirs rotatoires *gauches* beaucoup plus grands que tous ceux observés jusqu'ici sur l'acide tartrique droit;

b) Cet abaissement augmente avec la concentration des deux corps, mais les variations de concentration du *sel* ont une influence incomparablement plus grande;

Dans les solutions concentrées en chlorure de calcium, $[\alpha]$ dépend relativement peu de la concentration de l'acide tartrique [12];

c) La dispersion des solutions lévogyres a une allure normale : en particulier, pour l'effet gauche maximum, la *valeur* de la dispersion

$\rho = \frac{\alpha_{436}}{\alpha_{578}} = 2{,}22$ est aussi tout à fait normale.

d) Les courbes de dispersion des mélanges peu riches en chlorure de calcium ont une analogie frappante avec les courbes de dispersion des solutions aqueuses d'acide tartrique pur.

On peut trouver, dans chaque groupe, des courbes qui paraissent superposables, mais ces courbes homologues correspondent à des concentrations *différentes* de l'acide tartrique.

e) La température a une influence notable sur la valeur de $[\alpha]$ et, comme pour la solution d'acide pur, une élévation de température exerce le même effet qu'une dilution.

Nous avons cherché si cette action remarquable était propre au chlorure de calcium ou si elle se retrouvait pour d'autres sels neutres [13].

Nos observations ont porté sur les chlorures et nitrates alcalins et alcalino-terreux, sur les chlorures de magnésium et de zinc, sur le sulfate de sodium, enfin, sur le bromure de calcium.

L'iodure de calcium essayé donne également une inversion, mais les observations sont rendues difficiles par la mise en liberté d'iode qui colore la solution.

Les courbes de dispersion sont représentées dans la figure 2.

Pour ne pas compliquer la figure, nous n'avons pas tracé toutes les courbes observées; celles qui manquent viennent s'intercaler de façon à maintenir l'allure caractéristique du faisceau.

(12) Cette sensibilité du pouvoir rotatoire de l'acide tartrique en présence du chlorure de calcium permet de déceler polarimétriquement la présence de petites quantités de ce sel dans les solutions d'acide tartrique et vice versa.

Nous avons pris, par exemple, deux solutions de même concentration en acide tartrique $c = 51{,}8$ l'une pure; l'autre, contenant 0,1 pour 100 de chlorure de calcium.

Ces deux solutions, maintenues soigneusement à la même température, et observées sous 20 cm ont donné nettement des rotations différentes. Les variations ont été de 15, pour $\lambda = 5780$ Å et de 40′ pour $\lambda = 4360$ Å.

(13) *C. R.* t. **127** (17 janv. 1921); t. **173** (12 sept. 1921).

On voit que tous les sels cités agissent dans le même sens sur le

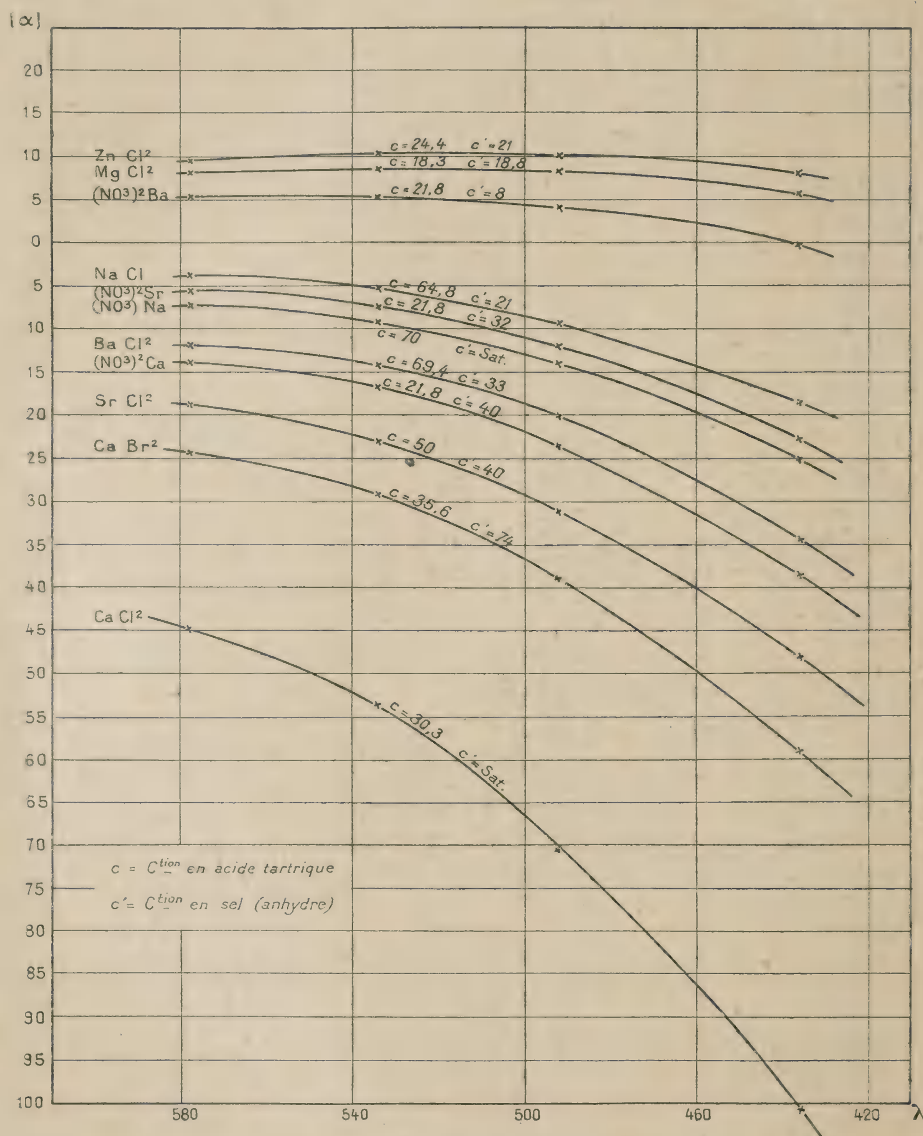


Fig. 2.

pouvoir rotatoire des solutions aqueuses d'acide tartrique, mais à des degrés très différents.

Toutes choses égales, les chlorures ont une influence plus grande que

les nitrates ([14]) : le sulfate de sodium agit très peu, alors que le chlorure de sodium et l'azotate de sodium ont une action notable.

Au point de vue du métal, ce sont les sels de calcium qui ont, de beaucoup, l'effet le plus grand : il est cependant très important pour tout le groupe alcalino-terreux.

Partant des métaux alcalins, on peut dire que l'effet croît dans l'ordre K, Li, NH^4, Na, passe par un maximum aigu pour Ca puis décroît dans l'ordre naturel Sr, Ba, Mg, Zn.

Les conclusions générales *a, b, c, d, e,* énumérées précédemment au sujet de l'action du chlorure de calcium s'appliquent encore ici.

Dans la région des $[\alpha]$ positifs, les courbes sont semblables à celles que donneraient les solutions aqueuses d'acide tartrique pur, de concentrations différentes.

De plus, dans la région négative du plan des $\alpha\,\lambda$ extérieure au faisceau expérimental de l'acide pur, l'analogie subsiste entre les courbes correspondant aux différents sels. Autrement dit, il paraît toujours possible d'obtenir une même courbe de dispersion pour toute une série de mélanges qui diffèrent non seulement par la proportion des constituants, *mais encore par la nature du sel.*

Il faut, bien entendu, que la courbe de dispersion choisie ne soit pas au-dessous des ordonnées caractérisant les effets maxima respectifs des sels ainsi considérés. Par exemple, dans la région située immédiatement au-dessous de l'axe des λ, il est possible, par un choix convenable des concentrations, d'obtenir une courbe représentant simultanément la dispersion de toute une série de mélanges contenant de l'acide tartrique et un des sels suivants : $CaCl^2$, $SrCl^2$, $BaCl^2$, NaCl, $(NO^3)^2Ca$, $(NO^3)^2Sr$, NO^3Na et ainsi de suite.

Nous donnerons, d'ailleurs, plus loin, une expression précise de cette « analogie ».

Nous avons vérifié que l'acide tartrique gauche donnait des phénomènes exactement symétriques (rotations droites).

On sait que l'acide malique ordinaire (gauche) présente, en solution aqueuse, des phénomènes absolument analogues à ceux de l'acide tartrique droit mais de sens inverse.

Cette analogie se poursuit dans les solutions salines : par exemple, le

([14]) Les différences de solubilité peuvent ainsi modifier le rang de certains sels dans l'ordre des effets maxima observables. Exemple : $(NO^3)^2Ba$.

chlorure de calcium nous a permis d'observer des pouvoirs rotatoires droits importants (figure 3).

Nous devons mentionner ici certaines observations du même genre

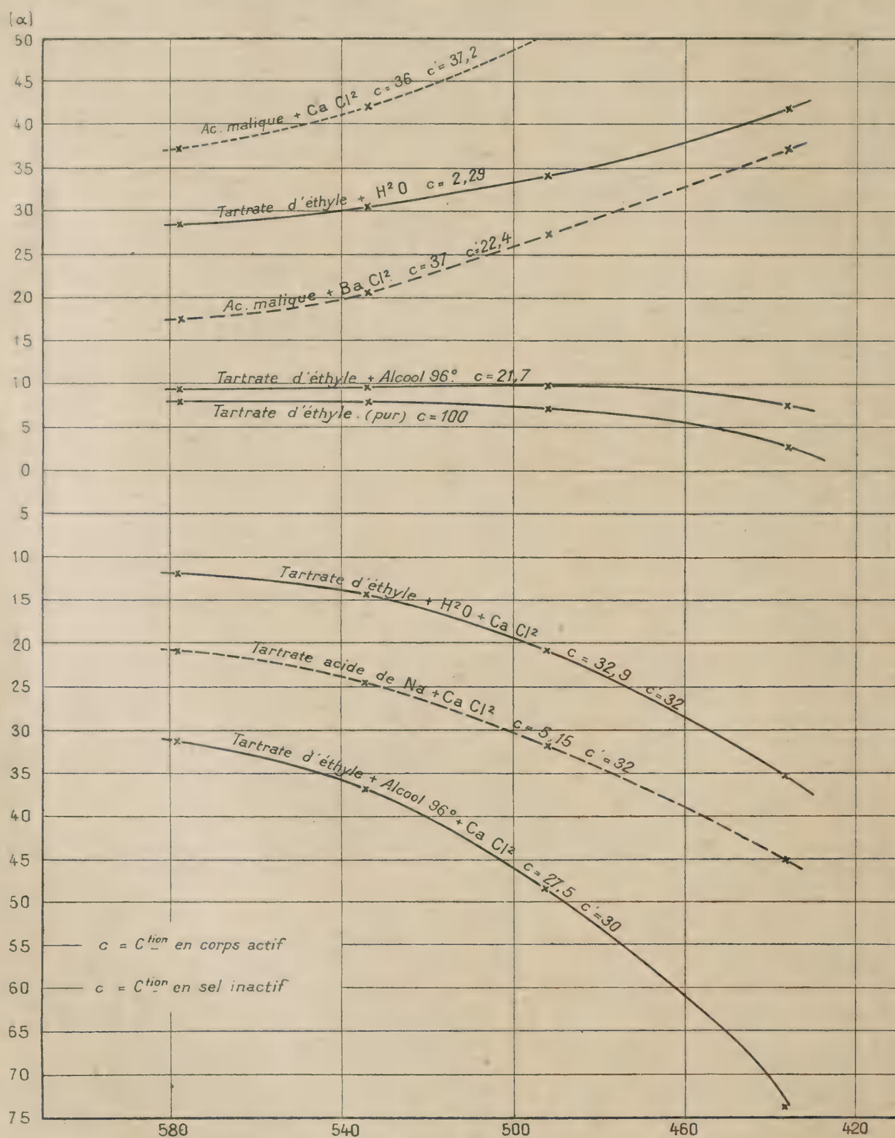


Fig. 3.

faites en Angleterre, antérieurement à nos recherches, mais dont nous n'avons eu connaissance qu'après la publication de nos résultats aux *Comptes Rendus des séances de l'Académie des Sciences*.

Stubbs ([15]) paraît avoir signalé le premier. l'accroissement (de gauche à droite) et l'inversion du pouvoir rotatoire de l'acide malique dans certaines solutions salines. Il a étudié cette action sur un grand nombre de sels et remarqué l'effet plus intense des sels de calcium et de baryum. Toutefois, ces mesures, faites en solution étendue, n'ont donné que des variations relativement faibles; les concentrations sont, de plus, rapportées aux poids moléculaires et Stubbs conclut ainsi, de deux ou trois mesures, que le chlorure de baryum et en général les sels de baryum exercent une influence plus grande que le chlorure de calcium et les sels de calcium. L'importance de l'effet dû à ceux-ci lui échappe complètement. Il remarque, d'ailleurs, comme nous, l'influence prépondérante de la concentration du sel.

Clough ([16]) continue ces recherches et fait quelques mesures sur l'acide tartrique; mais, influencé par les conclusions de Stubbs, il s'attache surtout aux sels de baryum et laisse complètement de côté ceux de calcium. Il reconnait ainsi l'inversion du pouvoir rotatoire de l'acide tartrique dans la solution de bromure et chlorure de baryum, mais les concentrations sont encore insuffisantes pour lui donner l'effet maximum.

Toutes ces mesures ne sont faites que pour la seule raie D : les auteurs ne purent ainsi soupçonner l'analogie de ces phénomènes qui ressort seulement de l'étude des courbes de dispersion : ils reconnaissent d'ailleurs n'avoir pu trouver aucune explication convenable des faits observés.

Avant de chercher ces explications, il nous a paru utile de savoir jusqu'à quel point l'effet en question pouvait dépendre de la constitution chimique du corps actif.

On sait que le pouvoir rotatoire des tartrates alcalins, en solution dans l'eau, est beaucoup plus constant que celui de l'acide tartrique.

Le tartrate acide de sodium a un pouvoir rotatoire $[\alpha]$ presque rigoureusement indépendant de la concentration et de la température.

Les variations assez faibles, observées sur les tartrates neutres, peuvent d'ailleurs s'expliquer par la dissociation électrolytique.

Il est impossible d'observer polarimétriquement des mélanges de tartrate neutre alcalin et de chlorure de calcium, vu la précipitation immédiate de tartrate de calcium. Mais nous avons pu obtenir des mélanges parfaitement limpides avec le tartrate acide de sodium.

([15]) Stubbs, *Journ. Chem. Soc.*, t. **99** (1911).
([16]) Clough, *Journ. Chem. Soc.*, t. **105** (1914).

Celui-ci présente ainsi, tout comme l'acide tartrique, un pouvoir rotatoire fortement gauche (fig. 3).

On obtient déjà un abaissement, mais faible, avec NaCl ([17]).

Le tartrate neutre d'éthyle, au contraire des tartrates alcalins, montre en solution aqueuse un pouvoir rotatoire extrêmement variable : en solution alcoolique, toutefois, ce pouvoir rotatoire est à peu près constant (à une même température) et peu différent de celui de l'éther à l'état pur.

Nous avons étudié comparativement la dispersion de ce corps, en présence ou non de $CaCl^2$. Les courbes sont données par la figure 3.

En présence de chlorure de calcium, le tartrate d'éthyle se comporte donc exactement comme l'acide tartrique : il y a encore une forte inversion du pouvoir rotatoire : elle est particulièrement grande dans les solutions alcooliques.

Nous signalerons qu'à la suite des travaux mentionnés plus haut, Patterson ([18]) avait étudié l'action des sels alcalins et du chlorure de baryum sur le tartrate d'éthyle : il observe aussi des abaissements nets, mais faibles : Clough ([19]) étend ces recherches au malate d'éthyle et à la tartramide, particulièrement en présence de bromure de baryum. L'étude de la dispersion n'est toujours pas abordée et aucune tentative n'est faite pour grouper tous ces faits épars.

III. — Examinons maintenant les hypothèses proposées pour l'explication de l'anomalie de dispersion de l'acide tartrique.

On peut classer ces hypothèses en deux catégories tout à fait distinctes :

1° *Hypothèses physiques*. — On pourrait appliquer à l'acide tartrique la théorie ordinaire de la dispersion anomale des corps purs, c'est-à-dire admettre que les phénomènes observés sont dus à la proximité d'une bande d'absorption.

Il ne semble pas que cette explication puisse convenir dans ce cas particulier : la bande d'absorption connue se trouve située assez loin dans l'ultra-violet et ne paraît pas susceptible de rendre compte des changements de signe observés dans le spectre visible. En admettant une faible absorp-

([17]) Nous avons aussi pu vérifier que l'inversion du pouvoir rotatoire [α] de l'acide tartrique par $CaCl^2$ n'était pas due à la formation de tartrate de calcium soluble. Il nous a été possible, en effet, de dissoudre le tartrate neutre de calcium (à peu près insoluble dans l'eau) dans une solution concentrée de $CaCl^2$ et dans $CaCl^2 + 6H^2O$ surfondu. Nous avons pu observer de cette façon une solution contenant 8 pour 100 de tartrate de calcium. Les pouvoirs rotatoires [α] mesurés sont nettement *gauches*, mais très *faibles*, même en les rapportant au poids d'acide tartrique.

([18]) Patterson, *Journ. Chem. Soc.*, t. **101** (1912).

([19]) Clough, *Journ. Chem. Soc.*, t. **105** (1914) ; t. **107** (1915).

tion dans ce spectre lui-même. les points de rotation nulle impliqueraient l'existence de dichroïsme circulaire et des mesures de Bruhat ont donné un résultat négatif.

Wood ([20]), interprétant la dispersion de l'acide tartrique suivant les idées de Drude. suppose qu'il existe, dans chaque molécule de ce corps. deux catégories d'électrons, tournant respectivement en sens inverses et dont les périodes propres correspondent à des fréquences situées l'une dans l'infra-rouge. l'autre dans l'ultra-violet.

Il faut citer dans le même ordre d'idées, un très intéressant travail de Tschugaeff ([21]) : cet auteur a pu montrer expérimentalement que la dispersion anomale résultait, dans certains cas. de la présence dans une même molécule de deux carbones asymétriques, pourvu que ceux-ci donnent *isolément* des rotations de signes contraires et des dispersions différentes.

Les interprétations de ce genre peuvent. d'ailleurs. se rattacher à une théorie générale. dont nous ne parlerons pas dans cet article, car il ne nous paraît pas utile de la faire intervenir dans le cas particulier que nous étudions ici ([22]).

Avant de quitter le groupe des hypothèses physiques, nous mentionnerons encore une tentative de Patterson développée par Winther ([23]), dans laquelle les variations du pouvoir rotatoire des corps dissous sont attribuées à des variations de la « pression interne » de la solution. Une telle explication ne paraît guère susceptible de vérifications expérimentales précises.

2° *Hypothèses chimiques.* — Les variations de pouvoir rotatoire produites par un changement de concentration ou par l'addition de substances optiquement inactives paraissent s'interpréter le plus naturellement par une modification chimique du corps actif, en particulier, par une combinaison.

La variation continue du pouvoir rotatoire s'expliquerait, alors, par l'équilibre chimique entre le composé formé et le corps primitif. les proportions des corps en équilibre variant avec la concentration et la température suivant la loi d'action de masse.

Une explication de ce genre avait été proposée par Biot pour l'acide

([20]) Wood, *Optique physique.*

([21]) Tschugaeff. *Berl. Ber.*, t. **44** (1911). t. **45** (1919).

([22]) Les principes de la théorie ont été indiqués dans deux notes aux *Comptes Rendus* : (17 et 31 juillet 1922). les applications seront développées ultérieurement.

([23]) Winther. *Zeits. f. Phys. Chemie.* (1907).

tartrique, dont il attribue les anomalies de pouvoir rotatoire à la formation d'hydrates.

Ceci n'explique pas les variations constatées pour d'autres solvants, ni pour l'acide fondu ; Nernst a, de plus, fait remarquer que, dans cette hypothèse, la variation linéaire du pouvoir rotatoire $[\alpha]$ dans les solutions aqueuses très étendues, serait en désaccord avec la loi d'action de masse. En effet, dans ces solutions, une petite addition d'eau, ne changeant pas les concentrations d'une façon appréciable, le rapport des masses de l'acide et de l'hydrate serait sensiblement constant. On pourrait encore invoquer la dissociation électrolytique, mais, dans le cas des acides alcools, cette interprétation ne s'accorde pas avec les mesures de conductibilité, qui ne montrent une dissociation appréciable que pour des concentrations extrêmement faibles ([24]).

L'étude précise de la dispersion rotatoire permet de serrer la question de plus près.

Biot avait déjà remarqué que le mélange de deux corps actifs dont les pouvoirs rotatoires sont de signes contraires et les dispersions normales, mais différentes, présentait tous les caractères de la dispersion anomale. La loi des mélanges, appliquée à deux corps actifs, peut se traduire sous une forme géométrique intéressante qui a été mise en évidence par Darmois ([25]).

On peut l'énoncer de la manière suivante :

Dans un mélange en proportions variables de deux corps actifs, une courbe de dispersion quelconque divise les ordonnées comprises entre deux courbes fixes dans un rapport constant. Si, donc, on joint deux par deux les points du diagramme correspondant respectivement à une même longueur d'onde, d'ailleurs quelconque, *les droites ainsi obtenues concourent en un même point.*

Ce procédé graphique donne une règle très commode, que Darmois a su appliquer de la manière la plus heureuse aux essences de térébenthine et aux bornéols de synthèse.

On peut encore mettre cette règle sous une forme un peu plus générale qui conduit à l'énoncé suivant :

([24]) La loi de variation linéaire avec la concentration de l'acide tartrique reste très sensiblement vérifiée jusqu'à $c = 0,5$ environ. Pour des solutions encore plus étendues, le pouvoir rotatoire $[\alpha]$ paraît augmenter plus rapidement quand c décroît. [Bremer, (*Réc. Trav. Pays-Bas*, t. **6**, 258]. Nous avons pu vérifier ce fait.

Il est naturel d'attribuer cette nouvelle variation à la dissociation électrolytique, l'ion tartrique devant avoir d'après les indications données par les tartrates neutres, un pouvoir rotatoire $[\alpha]_0$ voisin de 40°.

([25]) E. Darmois, *Ann. de Chimie et Phys.*, 8e s., t. **22** (1911).

« Les tangentes aux courbes de dispersion, menées aux points correspondant à une même abscisse, concourent en un même point. »

Ce point correspond à la longueur d'onde choisie. Quand on fait varier celle-ci, le point décrit une courbe fixe qui caractérise entièrement le mélange des deux corps.

Armstrong et Walker ([26]) ont retrouvé la règle de Darmois ; ils la traduisent d'ailleurs sous une forme un peu différente et beaucoup moins générale. Ils admettent, à priori, qu'on peut toujours, pour une certaine couleur, de longueur d'onde λ, représenter le pouvoir rotatoire $[\alpha]$ par une fonction *linéaire* d'une variable x convenablement choisie (concentration, température, etc.). Ils tracent la droite correspondante et montrent que, pour un mélange de deux corps, on obtiendra pour chaque couleur une droite analogue, mais d'inclinaison différente. Le plan des (α, x) est ainsi couvert d'un faisceau de droites isochromatiques concourantes, dont l'ordre de succession permet de limiter la région de dispersion anomale. C'est la figure que les Anglais appellent un « diagramme caractéristique. »

Pickard et Kennyon ([27]) ont adopté cette représentation dans un très important travail sur la dispersion rotatoire d'un grand nombre d'alcools et d'éthers. Nous conserverons la méthode de Darmois qui nous paraît préférable, car elle ne repose sur aucune base empirique.

Cette règle nous permet maintenant d'exprimer, sous une forme géométrique précise, ce que nous avons appelé plus haut, d'une manière un peu vague « l'analogie » d'une série de courbes de dispersion.

Bruhat ([7]) avait déjà fait remarquer que la relation s'appliquait bien au cas de l'acide tartrique dissous ou fondu.

Nous avons constaté que l'acide tartrique (et l'acide malique), dissous dans les solutions salines précédemment indiquées, obéissait également à la règle de Darmois. De plus, le faisceau de droites concourantes ainsi obtenu, paraît se raccorder exactement au faisceau correspondant de l'acide tartrique en solution dans l'eau pure (le point caractéristique est unique), ce qui confirme l'analogie signalée plus haut.

La figure 4 a été tracée pour l'acide tartrique et les raies $\lambda = 0{,}578\,\mu$, $\lambda = 0{,}436\,\mu$. On voit la convergence remarquable des droites correspondantes et la précision obtenue dans la position du point caractéristique.

Nous sommes ainsi conduits à examiner de plus près l'idée d'un

([26]) Armstrong et Walker, *Proc. Roy. Soc.*, t. 88 (1913).
([27]) Pickard et Kennyon, *Journ. Chem. Soc.*, 1913 et suivants.

mélange de deux corps actifs. Le pouvoir rotatoire *moléculaire* $[\alpha]^M$ d'un

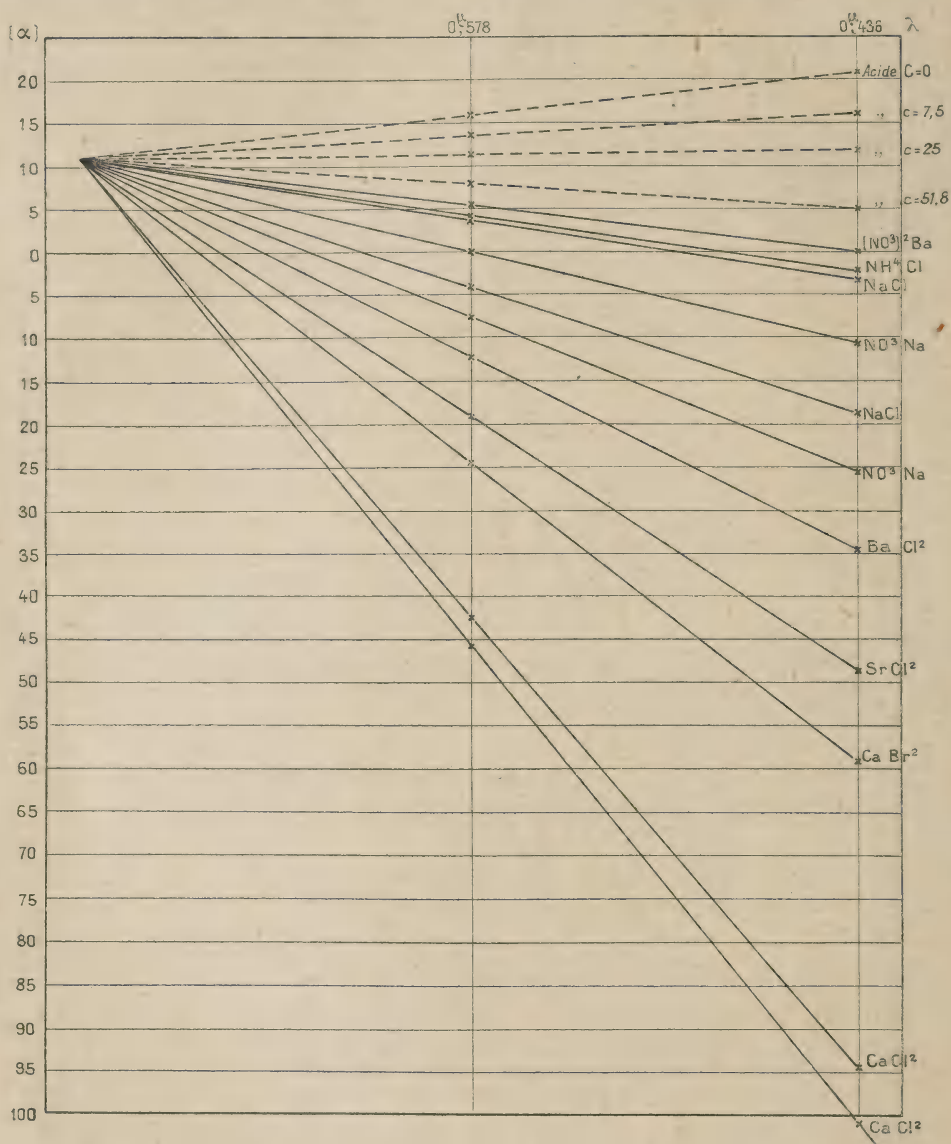


Fig. 4.

tel mélange peut s'exprimer par la formule (loi d'addition des rotations de Biot) :

$$n\,[\alpha]^M = (n - x)\,[\alpha_1]^M + \frac{x}{p}\,[\alpha_2]^M \qquad (1)$$

n désigne le nombre total de molécules du mélange (nombre de molécules

mises en dissolution) dans le volume V. Nous supposons que x molécules du corps considéré A_1 disparaissent dans la dissolution pour donner naissance à $\frac{x}{p}$ molécules d'un nouveau corps *actif* A_2 (par combinaison, dissociation, polymérisation ou isomérisation) ; $[\alpha_1]^M$ désigne le pouvoir rotatoire moléculaire du corps A_1, de masse moléculaire M_1 ; $[\alpha_2]^M$, celui du corps A_2 de masse moléculaire M_2.

Nous représentons par $[\alpha]^M$ les pouvoirs rotatoires *moléculaires* et par $[\alpha]$, *sans indices*, les pouvoirs rotatoires *spécifiques* ordinaires $[\alpha] = \frac{[\alpha]^M}{M}$.

L'expression (1) peut encore s'écrire :

$$[\alpha]^M = [\alpha_1]^M + \left\{ \frac{[\alpha_2]^M}{p} - [\alpha_1]^M \right\} \frac{x}{n}. \qquad (2)$$

En rapportant, comme on le fait d'habitude, le pouvoir rotatoire du mélange à la masse de corps actif mis en dissolution, on aura, en divisant par M_1 :

$$[\alpha] = [\alpha_1] + \left\{ \frac{M_2}{pM_1} [\alpha_2] - [\alpha_1] \right\} \frac{x}{n} = A + B\frac{x}{n}, \quad (A, B, \text{ constantes}) \qquad (3)$$

On obtient une expression analogue pour chaque longueur d'onde, avec des constantes A', B' différentes. Pour deux états I et II du mélange, présentant respectivement les pouvoirs rotatoires $[\alpha]_{I\lambda_1}$, $[\alpha]_{II\lambda_1}$ pour la longueur d'onde λ_1, et $[\alpha]_{I\lambda_2}$, $[\alpha]_{II\lambda_2}$ pour la longueur d'onde λ_2, il vient :

$$\frac{[\alpha]_{I\lambda_1} - [\alpha]_{II\lambda_1}}{[\alpha]_{I\lambda_2} - [\alpha]_{II\lambda_2}} = \frac{B}{B'} = \text{Constante}.$$

ce qui est précisément la règle de Darmois ([28]).

Supposons que nous ayons, séparément, plusieurs mélanges *du même corps* $\{A_1 [\alpha_1]\}$ avec des corps différents $\{A_2 [\alpha_2]\}$ $\{A'_2 [\alpha_2]'\}$ etc. ; les droites du graphique ne pourront concourir au même point, *pour tous ces mélanges*,

([28]) Nous devons faire remarquer ici que les cas $M_1 = pM_1$ (isomérisation, polymérisation) mis à part, le graphique tracé d'après la méthode précédente ne contiendra pas les pouvoirs rotatoires $[\alpha]$ du corps A_2 pur. On obtiendrait le faisceau de droites correspondant à celui ci en faisant pivoter le premier faisceau autour des points d'intersection de chacune des droites avec l'axe de λ (points fixes, car la dispersion est une donnée expérimentale) le point de concours glissant sur la droite correspondant aux pouvoirs rotatoires du corps A_1. Les deux faisceaux sont homographiques et ont précisément cette droite comme rayon commun.

que si $\frac{B}{B'}$ conserve la même valeur, ce qui exigerait en général :

$$\frac{M_2\,[\alpha_2]}{p} = \frac{M'_2\,[\alpha_2]'}{p'} = \ldots\ldots$$

En particulier, si les transformations sont de même nature dans chaque cas pour les différents corps (p constant), il faudrait, pour que le point de concours soit unique, que les pouvoirs rotatoires spécifiques des différents corps formés soient en raison inverse de leurs poids moléculaires, ce qui semble avoir été constaté dans certaines séries organiques de corps homologues, mais paraît cependant exceptionnel (29).

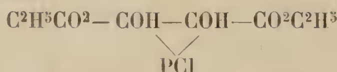
Remarquons, toutefois, que, si $[\alpha_1]$ est petit par rapport à $\frac{M_2}{pM_1}[\alpha_2]$, c'est-à-dire *si* $[\alpha_2]$ *est suffisamment grand* en valeur absolue, le point caractéristique peut être approximativement le même pour toute la série des mélanges en question, pourvu que les *dispersions* $\frac{[\alpha_2]_{\lambda_1}}{[\alpha_2]_{\lambda_2}} = \frac{B}{B'}$, des différents corps formés aient sensiblement la même valeur.

Les conclusions possibles sont ainsi étroitement liées à la précision des expériences. Si nous appliquons ces considérations aux mélanges que nous avons étudiés, il semble que ceux-ci renferment tous, les deux mêmes corps actifs et cela quelle que soit la nature du sel ajouté, ce qui exclut évidemment l'idée d'une combinaison chimique entre le sel et l'acide.

Cette affirmation ne doit toutefois pas être prise dans un sens trop catégorique, car on pourrait se trouver en présence de composés d'addition chimiquement analogues, ayant des dispersions voisines dans tout le spectre visible et de très grands pouvoirs rotatoires gauches. Ces corps existeraient seulement en quantité relativement faible dans nos solutions et la conclusion précédente se trouverait en défaut (9). Cette dernière hypothèse nous paraît peu vraisemblable, en raison surtout du fait que la modification de l'acide tartrique pur devrait avoir des propriétés optiques à peu près

(29) Ceci pourrait être rapproché du fait que Pickard et Kennyon (27) ont pu aligner sur un même diagramme d'Armstrong des corps *différents*, mais de la même famille chimique.

(30) Nous devons signaler ici que Clough semble avoir entrevu un dérivé du tartrate d'éthyle répondant à la formule



auquel il attribue le pouvoir rotatoire gauche d'une dissolution de ce tartrate dans PCl^3.

identiques, numériquement, à celles des composés en question. Une telle coïncidence serait surprenante.

D'ailleurs, en faisant cristalliser les solutions précédentes, nous avons obtenu des dépôts qui ont, en général, tous les caractères d'un simple mélange des corps primitifs ([31]).

Il est donc probable, que le sel a, dans la solution, une action purement physique : tout se passe comme si sa présence modifiait simplement la concentration de la solution et que l'eau se répartit à des degrés divers entre l'acide et le sel suivant la nature et la proportion du mélange ([32]).

L'action remarquable d'un sel aussi avide d'eau que le chlorure de calcium s'accorde bien avec une explication de ce genre.

Il serait ainsi nécessaire de distinguer nettement les phénomènes précédents des autres cas connus conduisant à de grandes variations du pouvoir rotatoire $[\alpha]$ des acides tartrique et malique.

Par exemple, les cas de mélanges contenant des dérivés boriques (Biot), molybdiques, tungstiques (Gernez), etc... (en général des dérivés d'acides minéraux faibles) donnent des courbes de dispersion qui diffèrent des nôtres à la fois en *position* ($[\alpha]$ augmente considérablement au lieu de diminuer) et en *forme* (les points caractéristiques donnés par la règle de Darmois varient avec la nature du mélange).

Il est naturel d'admettre, ici, la présence, dans la solution, de composés chimiques spécifiques, ce que Darmois paraît avoir nettement démontré par sa découverte de l'acide malo-molybdique ([33]).

Résumons donc, sous la réserve formulée plus haut, les conclusions que paraissent autoriser nos résultats expérimentaux :

a) Les mélanges d'acide tartrique et de sels minéraux d'acides forts indiqués, contiennent tous, les deux mêmes corps actifs, l'un droit, l'autre gauche, et de dispersion différente ;

([31]) L'évaporation lente des solutions de chlorure de calcium donne un dépôt blanc contenant du tartrate de calcium insoluble, qu'il est possible d'obtenir ainsi très bien cristallisé. Nous devons admettre que ce tartrate n'existe, dissous dans la solution du chlorure de calcium, qu'en faible quantité et que la masse du corps recueilli se forme progressivement pendant l'évaporation, par perte de HCl, suivant l'équation :



$$\text{Ac. tartrique} + CaCl^2 \rightleftarrows \text{Tartrate de Ca} + 2\,HCl$$

Le petit pouvoir rotatoire $[\alpha]$ du tartrate dans le chlorure de calcium ne trouble pas sensiblement la régularité de la dispersion.

([32]) Bien entendu, il est nécessaire d'admettre un partage *spécifique* de l'eau, car les pouvoirs rotatoires observés sont très différents de ceux qu'on calculerait en augmentant la concentratien d'une quantité déterminée par la simple substitution de masses correspondantes de sel et d'eau.

([33]) E. Darmois, *C. R.*, t. **171** (9 août 1920).

b) Ces corps existent en proportion variable, suivant la concentration, la température, la nature du solvant, etc ;

c) Ces corps sont respectivement identiques aux deux formes actives, de signes contraires, imaginées par Arndtsen, pour l'explication des propriétés rotatoires de l'acide tartrique pur.

IV. — Quelle peut être la nature de ces deux corps?

Il semble logique d'identifier le corps droit avec l'acide tartrique droit normal CO^2H-CHOH-CHOH-CO^2H. Les formules de variation linéaire conduiraient à lui attribuer un pouvoir rotatoire voisin de $[\alpha]_D = +15°$ à la température ordinaire.

En ce qui concerne le corps gauche, nous avons vu que l'idée d'une combinaison du corps droit avec le solvant (hydrates) ou, encore, celle d'une dissociation électrolytique devaient être écartées pour des raisons expérimentales.

Il faut donc admettre que ce corps gauche ne peut se former qu'aux dépens du seul acide tartrique normal. Nous appellerons provisoirement ce corps gauche l' « acide isotartrique ».

On est alors conduit à 3 hypothèses. L'acide isotartique serait :

1° Un isomère de l'acide normal;

2° Un polymère de celui-ci;

3° Un anhydride ou éther interne.

Les théories de ce genre ayant pour base la notion d'équilibre physico-chimique, il est logique d'examiner leurs conséquences au point de vue de la loi d'action de masse [34].

Le pouvoir rotatoire $[\alpha]$ d'un mélange de deux corps actifs est, d'après l'expression (3), une fonction linéaire de la fraction $\gamma = \frac{x}{n}$ du nombre de molécules transformées dans le volume V.

Désignons, comme d'habitude, par c la masse du corps actif contenue dans 100 cm³ de dissolution.

L'expérience montre que, pour les acides tartrique, malique et un grand nombre d'autres corps actifs, le pouvoir rotatoire $[\alpha]$ est très exactement représenté par une fonction *linéaire* de la concentration c.

L'hypothèse du mélange de 2 corps actifs conduit donc, par comparaison avec la loi expérimentale, a poser :

$$\gamma = \frac{x}{n} = a + bc \quad (a, b, \text{constantes}) \qquad (4)$$

[34] Elles doivent, de plus, s'accorder avec un résultat cryoscopique bien établi : en solution très étendue l'acide tartrique possède une molécule *normale*.

En solution étendue, on doit admettre que x tend vers 0 ; donc $a = 0$. D'après la définition de c, on a :

$$c = 100 M_1 \frac{n}{V} \tag{5}$$

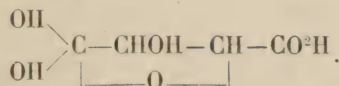
Il reste donc :

$$\frac{x}{n} = bc = 100\, b M_1 \frac{n}{V} = \frac{n}{V} \times C^{te}. \tag{6}$$

La relation (6), qui est une simple conséquence de la loi linéaire expérimentale et de l'hypothèse du mélange de 2 corps, peut servir d'indication sur la forme de la loi d'équilibre et, par suite, sur le caractère des molécules en présence. Examinons donc rapidement les trois aspects de cette hypothèse :

1° Armstrong et Walker ([26]) ont proposé de représenter le corps gauche que nous appelons « acide isotartrique » par un *isomère* de l'acide normal.

Celui-ci correspondrait à la forme « carboxyle », tandis que l'isomère serait la forme « lactonique » :



Les auteurs ne discutent d'ailleurs pas les conséquences de cette idée.

Une interprétation de ce genre s'accorde évidemment avec les résultats cryoscopiques connus. On sait, d'autre part, que, dans une transformation équimoléculaire, la proportion des corps en équilibre est indépendante de la concentration. La relation serait ici : $\frac{n - x}{x} = K$. La constante d'équilibre K peut dépendre de la température et de la nature du solvant ([35]). $\frac{x}{n}$ étant donc constant dans un même solvant, à la même température, il en sera de même du pouvoir rotatoire $[\alpha]$ d'après (3) : celui-ci ne pourrait varier qu'avec la température et la nature du solvant, mais non avec la concentration.

Cette condition est approximativement réalisée par l'acide tartrique (et

([35]) Il paraît nécessaire d'admettre cette dépendance de K et de la nature du solvant *neutre*. Celui-ci doit avoir, en général, une influence sur les vitesses des deux réactions inverses dont dépend la valeur de K, ne serait-ce que par les variations inégales du frottement entre molécules d'espèces différentes. Les considérations simples, valables pour l'état gazeux, ne doivent pas s'appliquer exactement aux liquides pour lesquels les forces intramoléculaires ne sont plus négligeables.

mieux par le tartrate d'éthyle) [36] dans les dissolvants autres que l'eau. Toutefois les importantes variations observées dans les solutions aqueuses semblent peu favorables à l'hypothèse d'Armstrong : nous avons vu, en effet, que les anomalies rotatoires de l'acide tartrique devaient rentrer vraisemblablement dans une hypothèse unique.

2° Bruhat (7), précisant les idées de « complexe » et d' « agrégat » émises par différents auteurs [37], identifie le corps gauche avec un *polymère* de l'acide tartrique.

Ce polymère se formerait par le groupement d'un grand nombre de molécules simples, constituant, dans la solution, de véritables « molécules cristallines ».

L'existence d'une très faible quantité d'un corps de ce genre, même dans les solutions étendues, n'est pas contradictoire, vu la précision relative des mesures cryoscopiques.

En se fixant une limite supérieure de la teneur ainsi admissible et en s'appuyant sur les formules d'Arndtsen, Bruhat calcule le pouvoir rotatoire du polymère en question pour différentes couleurs du spectre.

Il trouve par exemple :

	$[\alpha]_D$	$[\alpha]_e$
Acide tartrique normal..........	+ 14°,98	+ 21°,78
Polymère......................	— 115°,3	— 292°,5

$$\rho = \frac{\alpha_e}{\alpha_D} = 2{,}54.$$

La dispersion ainsi calculée est forte ; on doit, toutefois, remarquer que les coefficients d'Arndtsen sont des paramètres empiriques dont la multiplication par un facteur qui n'est pas très petit, peut entraîner des divergences importantes. L'extrapolation des droites du tableau IV et la réduction des longueurs d'onde conduirait pour $[\alpha]_D = 115°$ à la dispersion beaucoup plus faible : $\frac{\alpha_e}{\alpha_D} = 2{,}22$ environ.

Comparons maintenant ces résultats aux conséquences de la loi d'action de masse. La transformation n'étant plus équimoléculaire, le volume subsiste dans l'équation et on doit écrire :

$$\frac{p\,(n - x)^p}{x} = KV^{p-1} \quad (p > 1),$$

p étant le degré de polymérisation.

(36) Nous devons signaler à ce propos, que Lowry et Abram ont réussi à obtenir récemment, par fractionnement du tartrate d'éthyle dans le vide, des produits ayant des pouvoirs rotatoires différents.

(37) Landolt, *Das Optische Drehungsvermögen*, p. 205.

Pour de faibles concentrations ($V \rightarrow \infty : x = 0$), x est petit par rapport à n ; la formule se simplifie :

$$\frac{x}{n} = \frac{p}{K}\left(\frac{n}{V}\right)^{p-1} = \frac{p}{K}\left(\frac{c}{100 M_1}\right)^{p-1}.$$

En se reportant à l'expression (3), on voit que, si $p > 2$, le pouvoir rotatoire du mélange ne serait pas une fonction linéaire de c, mais une fonction d'ordre supérieur.

Pour $p = 2$, le pouvoir rotatoire $[\alpha]$ est une fonction linéaire de la concentration et il reste précisément la relation (6) dont nous avons reconnu la nécessité à priori :

$$\frac{x}{n} = \frac{2}{K}\frac{n}{V} \quad \text{avec} \quad \frac{K}{2} = \frac{1}{100\, b\, M_1}.$$

La polymérisation de l'acide tartrique se réduirait ainsi à la formation d'une molécule *double*.

Admettons ce dernier résultat et adoptons, pour fixer les idées, les valeurs de $[\alpha]_D$ données par Bruhat.

On peut alors calculer la constante d'équilibre qui doit redonner la formule d'Arndtsen pour les solutions étendues. Le coefficient de cette formule étant 0,130 pour $[\alpha]_D$, on voit qu'il faut prendre, d'après (3) et (6) :

$$b = \frac{1}{1\,000}, \quad K = \frac{2}{15} \quad M_1 = 150, \quad M_2 = 2M_1 = 300.$$

Calculons alors la proportion de corps gauche contenue, par exemple, dans une solution formée de 25 g d'acide tartrique et de 100 g d'eau au voisinage de 20°.

On a ici :

$$c = 30, \quad V = 100, \quad n = 0,2.$$

Donc :

$$\frac{x}{n} = \frac{2}{K}\frac{n}{V} = 15 \times 0,002 = 0,03.$$

La solution contiendrait environ 3 pour 100 d'acide tartrique en moins, soit donc $\frac{1}{100}$ molécule d'acide isotartrique, ce qui est très admissible.

Le cas de l'acide surfondu, étudié expérimentalement par Bruhat peut être intéressant. La densité de cet acide à 15° est, d'après lui, $d = 1, 7$. Opérons sur 1 molécule :

$$n = 1 \ (150 \text{ g}), \quad V = \frac{M_1}{d} = 88,2.$$

Conservons la loi d'équilibre complète ; il vient ici :

$$\frac{(1-x)^2}{x} = 88,2 \times \frac{1}{15} = 5,8;$$

d'où à peu près :

$$\frac{x}{n} = 0,13,$$

ce qui donnerait :

$$[\alpha]_D = -1°,9.$$

Cette valeur est tout à fait de l'ordre des nombres expérimentaux. Elle montre aussi que la forme réduite de la loi d'équilibre donnant la formule linéaire en fonction de la concentration, reste très sensiblement valable pour toutes les concentrations accessibles à l'expérience, en particulier, pour les solutions sursaturées de Lepeschkine.

L'hypothèse de la formation d'une molécule double fortement lévogyre, semble donc assez satisfaisante ([38]).

Nous devons toutefois faire remarquer qu'elle ne s'accorde pas bien avec la constance relative du pouvoir rotatoire dans les solvants autres que l'eau pure.

La forme de la loi d'équilibre restant la même, on devrait obtenir des variations analogues, particulièrement en solution étendue : les pouvoirs rotatoires devraient tendre uniformément vers la valeur $[\alpha]_D = + 15°$, ce qui paraît douteux, à moins d'admettre des constantes d'équilibre excessivement petites. Mais ceci conduirait à des pouvoirs rotatoires gauches pour les concentrations ordinaires ([10]).

L'eau paraît donc jouer un rôle particulier dans le mécanisme du phénomène.

3. On est amené ainsi à discuter une troisième forme d'hypothèse. Nous avons dit que l'idée d'une hydratation de l'acide tartrique devait être

([38]) Nous avons essayé de déterminer la grandeur moléculaire de l'acide isotartrique en appliquant à celui-ci la méthode de cryoscopie dans les sels hydratés, que paraissent avoir légitimée les expériences de Livingstone et Morgan [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, t. **29** (1907)], puis celles de Boutaric et Leenhardt. (*C. R.*, t. **153**, t. **154**, t. **155**.)

Nous avons donc mesuré l'abaissement du point de fusion de $CaCl^2 + 6H^2O$, après addition d'acide tartrique pour 4 concentrations allant de 1,28 à 7,74 pour 100. Les points obtenus s'alignent, très sensiblement, sur une droite et en adoptant pour $CaCl^2 + 6H^2O$, la constante cryoscopique $K = 45$, donnée par Livingstone et Morgan, on trouve un poids moléculaire, très voisin de 150, mais plutôt légèrement inférieur. Bien que l'interprétation de ces résultats soit un peu délicate, par suite de la formation certaine d'acide chlorhydrique et de tartrate de calcium, ils semblent peu favorables à l'hypothèse d'une polymérisation importante.

écartée ; mais on peut envisager la possibilité du phénomène inverse, c'est-à-dire une déshydratation progressive qui peut être simple (anhydride ordinaire) ou corrélative d'une auto-ethérification de l'acide-alcool.

a) La formation d'un anhydride simple $\begin{matrix} CHOH-CO \\ | \\ CHOH-CO \end{matrix}\!\!>O$ ou d'une lactone $CO^2H.\underset{\lfloor_____O_____\rfloor}{CH.CHOH.CO}$ suivant l'équation :



$$A = H^2O + A'$$

semble inadmissible.

En effet, dans les dissolvants autres que l'eau, la loi d'équilibre serait :

$$\frac{(n - x)}{x^2} = \frac{K}{V};$$

x tend vers n quand V augmente, et la proportion d'anhydride formé augmenterait ainsi avec la dilution, ce qui est contraire aux résultats déduits de l'observation du pouvoir rotatoire.

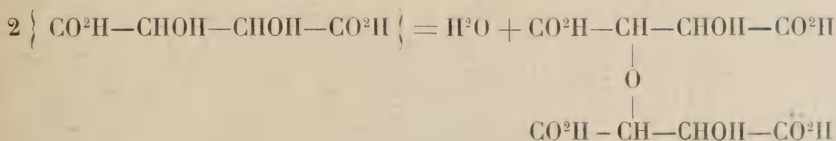
De plus, le bloquage d'une ou deux fonctions acides n'explique pas la persistance du phénomène dans les éthers-sels ou les sels acides.

b) Ces objections disparaissent en admettant que *deux* molécules d'acide tartrique réagissent l'une sur l'autre avec élimination d'eau suivant le schéma :



$$2A = H^2O + A'.$$

Pour que l'explication reste valable dans le cas des dérivés mentionnés, nous devons laisser libres les fonctions acides, ce qui revient à donner au corps gauche A' la structure d'un éther oxyde :



$$2\left\{CO^2H-CHOH-CHOH-CO^2H\right\} = H^2O + \begin{matrix} CO^2H-CH-CHOH-CO^2H \\ | \\ O \\ | \\ CO^2H-CH-CHOH-CO^2H \end{matrix}$$

Dans les dissolvants *neutres*, la réaction étant équimoléculaire, la proportion des deux corps en équilibre sera indépendante de la concentration, ce qui est approximativement le cas de l'acide tartrique dans l'alcool.

Dans les solutions aqueuses, au contraire, il faudra introduire dans la formule d'équilibre le nombre q de molécules d'eau figurant comme dissolvant.

On aura :

$$\frac{(n-x)^2}{\left(q+\frac{x}{2}\right)2x} = K'.$$

Sans s'attarder à des calculs inutiles, on voit de suite que, pour q grand, x doit être petit et il reste pour les solutions *étendues* :

$$\frac{x}{n} = \frac{n}{2K'q};$$

q étant alors sensiblement proportionnel au volume V de la solution, nous obtenons la forme d'expression (6) donnant une relation linéaire entre le pouvoir rotatoire $[\alpha]$ et la concentration c.

Si nous admettons encore approximativement les mêmes pouvoirs rotatoires $[\alpha]$ que dans le deuxième cas $\left(\frac{M_2}{M_1} = \frac{282}{150} = 1,88\right)$, nous retrouverons les formules d'Arndtsen en remplaçant la constante d'équilibre K' par :

$$K' = \frac{18K}{4} = 0,65, \quad (V = 18q);$$

d'où la loi d'équilibre :

$$\frac{(n-x)^2}{\left(q+\frac{x}{2}\right)2x} = 0,65.$$

Pour $q = 0$, il viendrait ici :

$$\frac{x}{n} = 0,56;$$

ce qui conduirait à un $[\alpha]_D$ voisin de $-60°$.

Ce résultat est évidemment inadmissible pour l'acide tartrique surfondu, mais ceci ne doit pas nous arrêter outre mesure : il est, en effet, douteux que l'équilibre puisse s'établir normalement dans cette masse visqueuse, ce que nous avons implicitement supposé au paragraphe 2. Il est vraisemblable que l'acide tartrique refroidi se fixe dans une position de faux-équilibre fort éloignée du cas théorique de réversibilité.

Nous remarquons, par contre, que le nombre $[\alpha]_D = -60°$ est assez voisin du pouvoir rotatoire gauche maximum, observé dans les solutions salines. On peut admettre que, dans ces solutions, le nombre de molécules d'eau libres laissées à l'acide tartrique est très réduit (spécialement en pré-

sence de $CaCl^2$), les molécules restantes étant fixées par le sel, soit par combinaison, soit par solvation. La formule d'équilibre précédente montre que, pour une solution de concentration déterminée et assez forte en sel (q constant et assez petit), des variations notables de n, c'est-à-dire de la proportion d'acide tartrique dissous, ne produisent que de faibles variations de $\frac{x}{n}$ et, par conséquent, du pouvoir rotatoire $[\alpha]$ du mélange, ce qui est précisément le fait que nous avons constaté par l'expérience.

Nous pourrions, bien entendu, chercher à ajuster numériquement la formule à nos résultats expérimentaux, mais tous ces calculs nous paraissent sans grande signification, tant que nous n'aurons pas de données sérieuses sur les valeurs des pouvoirs rotatoires $[\alpha_1]$ et $[\alpha_2]$. Les nombres de Bruhat sont, en effet, purement empiriques et reposent sur une extrapolation discutable. Les essais numériques qui précèdent ne doivent donc être considérés qu'à titre d'indication.

Nous ferons cependant remarquer, en terminant, que la formule suggérée pour l'acide isotartrique fait dépendre l'importance du pouvoir rotatoire gauche d'une substitution réciproque sur la fonction alcool ; on sait que ce genre d'action conduit précisément à des dérivés tartriques fortement lévogyres (acides acétyltartrique $[\alpha]_D = -23°,5$, benzoltartrique $[\alpha]_D = -117°5$), alors qu'une substitution sur les fonctions acides tend, en général, à augmenter le pouvoir rotatoire dans le sens primitif.

L'interprétation précédente vise surtout le cas des solutions aqueuses : elle n'exclut pas, bien entendu, la possibilité d'une polymérisation dans des dissolvants autres que ceux que nous avons examinés. Elle s'applique aussi à l'acide malique, car elle ne fait intervenir qu'une seule fonction alcool par molécule ([39]).

L'état actuel de nos connaissances expérimentales ne nous permet pas de préciser davantage. La preuve réelle des suggestions que nous venons d'émettre serait l'isolement de l'acide isotartrique : les essais que nous avons tentés en ce sens n'ont encore rien donné de net. Il semble que, s'il existe, l'acide isotartrique soit un corps très peu stable en dehors des conditions mêmes de sa formation ([40]).

([39]) D'après Pickard (*loc. cit.*) : « Il ne paraît pas exister un seul cas bien établi pour lequel l'expérience ait révélé une influence quelconque de la polymérisation d'un corps sur son pouvoir rotatoire. »

([40]) On pourrait objecter que les *deux* fonctions alcool identiques de l'acide tartrique devraient logiquement se modifier de la même manière. Des considérations stéréochimiques très simples montrent qu'il n'en est rien dans le cas des acides tartriques *actifs*. Ce serait seulement vrai pour l'acide tartrique *symétrique*.

La discussion que nous venons de faire peut se résumer d'une manière un peu plus générale.

Une solution d'un corps chimiquement défini, sans dissociation électrolytique appréciable, qui présente des variations importantes de pouvoir rotatoire avec la concentration et la température, et dont la dispersion rotatoire normale ou anormale obéit à la règle de Darmois, peut être considérée comme renfermant un mélange de *deux* corps actifs, de pouvoirs rotatoires différents.

Ces deux corps résulteront soit d'une combinaison du corps actif avec le solvant ou les substances inactives dissoutes, soit d'une dissociation (41), soit encore d'une isomérisation ou d'une polymérisation.

1° Si la position du point caractéristique est bien déterminée pour chaque mélange, mais varie nettement avec la nature du solvant ou des substances dissoutes autres que le corps actif, on doit admettre que chaque solution renferme au moins un corps actif différent de ceux qui se trouvent dans l'une quelconque des autres.

2° Si la position du point caractéristique paraît fixe pour deux ou plusieurs solvants contenant ou non des substances inactives et si elle ne varie pas avec la température, il est vraisemblable que tout ce groupe de mélanges renferme, en état d'équilibre physico-chimique, deux espèces de molécules, dérivées du seul corps actif. Cette conclusion ne peut toutefois être donnée comme générale; elle serait en défaut dans certains cas exceptionnels, en particulier, lorsque des corps actifs différents, formés dans diverses solutions, ont même pouvoir rotatoire moléculaire et dérivent du même nombre de molécules du corps actif primitif.

Dans tous les cas, l'application de la loi d'action de masse peut donner des indications sur le choix des hypothèses possibles.

Enfin, si la solution n'obéit pas à la règle de Darmois, on ne peut plus rien avancer à priori; les modifications envisagées peuvent coexister pour plusieurs corps actifs différents et la complexité des phénomènes devient trop grande pour être analysée.

Manuscrit reçu le 30 mai 1922.

(41) Le cas de la dissociation correspond à la formation d'anhydrides ou lactones simples, ainsi qu'aux décompositions de nature spéciale imaginées par Freundler dans ses recherches sur les éthers tartriques substitués.

LES POINTS SINGULIERS DE L'UNIVERS D'EINSTEIN

par M. Marcel BRILLOUIN

1. L'Univers à quatre dimensions d'Einstein est déterminé par les dix $g_{\mu\nu}$ de son ds^2. Pour déterminer ceux-ci, il ne suffit pas de connaître les six équations distinctes aux dérivées partielles auxquelles ils doivent satisfaire ; il faut aussi connaître les conditions aux frontières de l'Univers, nécessaires pour particulariser les intégrales en vue de problèmes déterminés. Ces conditions frontières sont de deux sortes. L'une se rapporte à l'état de l'Univers au loin, tout à fait en dehors du domaine dans lequel nous voulons étudier les événements ; c'est celle dont le choix, encore en litige, se traduit par cette question : l'Univers est-il infini? Est-il fini, quoique illimité? Je ne m'en occupe pas ici. L'autre se rapporte aux lignes singulières qui correspondent à ce que, au point de vue expérimental, nous appelons les masses attractives. En gravitation newtonienne le point matériel de masse m correspond aux points de l'espace euclidien où l'intégrale de l'équation de Laplace devient infinie comme $\frac{m}{r}$, r étant (au voisinage de ce point) la distance du point matériel au point où l'on étudie le potentiel newtonien. C'est ce genre de singularités, caractéristique de la matière, dont je vais m'occuper.

Remarquons d'abord que, dans l'état actuel de nos connaissances expérimentales, rien ne nous autorise à supposer qu'il puisse exister des points (à quatre dimensions) singuliers dans l'Univers. Au point de vue analytique, cette impossibilité se rattache évidemment à la distinction qui subsiste entre une des variables et les trois autres, qui permet les changements de signe du ds^2, comme en acoustique. Il serait intéressant de donner de la précision à cette remarque.

2. Considérons un état statique, permanent, c'est-à-dire un état dans lequel les $g_{\mu\nu}$ ne dépendent que de trois des variations x_1, x_2, x_3, et sont indépendants de celle x_4 dont le g_{44} est essentiellement positif. La ligne singulière d'Univers la plus simple est celle qui, dans la section à trois dimensions x_1, x_2, x_3, que nous appelons l'*espace*, correspond à un *point singulier isotrope*.

Pour un Univers qui ne contient qu'une seule ligne de ce genre, Schwarzschild a intégré, en 1916, les équations différentielles qui régissent les $g_{\mu\nu}$, et obtenu un ds^2 que j'écris, en changeant les notations de Schwarzschild, sous la forme

$$\left\{\begin{array}{l} ds^2 = \gamma c^2 d\tau^2 - \frac{1}{\gamma} dR^2 - (R + 2m)^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \\ \gamma = \frac{R}{R + 2m}, \end{array}\right.$$

c, vitesse de la lumière (constante universelle);

θ, φ, les angles polaires sphériques dans l'espace;

R, une longueur telle que la sphère, dont le centre est au point singulier dans l'espace R, θ, φ, (non euclidien) et qui a pour cote R, ait une surface totale égale à $4\pi(R + 2m)^2$, et comme circonférence de grand cercle $2\pi(R + 2m)$.

La fonction γ est positive, et égale à 1, au loin; m est une constante positive. Tant que R n'est pas nul, γ est fini non nul; il n'y a aucune singularité des $g_{\mu\nu}$, ni du ds^2.

Mais, si R est nul, γ est nul, le coefficient de dR^2 est infini; il y a dans l'espace une singularité ponctuelle en ce point et, dans l'Univers, une singularité linéaire.

3. On peut se demander si cette singularité *limite* l'Univers, et s'il faut s'arrêter à $R = 0$; ou si, au contraire, elle *traverse* seulement l'Univers, qui continuerait au delà, pour $R < 0$. Dans les discussions, en particulier, dans celles de Pâques 1922, au Collège de France, on a généralement parlé comme si $R = 0$ caractérisait une région *catastrophique* qu'il faut dépasser pour arriver jusqu'à la véritable limite singulière, atteinte seulement pour γ infini, avec $R = -2m$. *A mon avis, c'est la première singularité, atteinte* $R = 0$, $\gamma = 0$ $(m > 0)$, *qui limite l'Univers* et qu'on ne doit pas dépasser. [*C. R.*, t. **175** (27 nov. 1922)].

La raison en est péremptoire, quoiqu'on ait négligé de la mettre en évidence, jusqu'à présent: *Pour* $R < 0$, $\gamma < 0$, *le* ds^2 *ne correspond plus du tout au problème qu'on voulait traiter.*

Pour le bien voir, remettons des lettres $x_1 \ldots x_4$ dont la signification physique ne soit pas suggérée par de vieilles habitudes. Le ds^2 de Schwarzschild correspond au problème analytique suivant: les $g_{\mu\nu}$ ne dépendent que d'une seule variable x_1; deux autres θ et φ figurent de la manière qui correspond à l'isotropie spatiale autour d'un point, et l'on a

$$\left\{\begin{array}{l} ds^2 = \gamma c^2 dx_4^2 - \frac{1}{\gamma} dx_1^2 - (x_1 + 2m)^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \\ \gamma = \frac{x_1}{x_1 + 2m} \qquad m > 0. \end{array}\right.$$

Le terme γ est positif si l'on a

$$x_1 > 0 \quad \text{et} \quad x_1 + 2m > 0$$

ou

$$x_1 < 0 \quad \text{et} \quad x_1 + 2m < 0,$$

c'est bien le problème proposé qui est résolu, x_1 est une variable spatiale, et x_4 une variable de durée.

4. *Mais si γ est négatif, $-2m < x_1 < 0$, le caractère de longueur et de durée est permuté entre x_1 et x_4*: car c'est maintenant le terme $-\frac{1}{\gamma}\,dx_1^2$ qui est positif, et le terme $\gamma c^2 dx_4^2$ qui est négatif.

Rendons ce caractère visible par la notation t au lieu de $-x_1$:

$$ds^2 = \frac{2m - t}{t}\,dt^2 - \frac{t}{2m - t}\,dx_4^2 - (2m - t)^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2).$$

C'est un ds^2 qui n'a plus aucun rapport avec le problème statique que l'on voulait traiter. *Le ds^2 pour $x_1 < o$ ne continue pas celui qui convient à $x_1 > o$.* C'est une discontinuité bien plus tranchée que toutes celles qu'on a rencontrées jusqu'ici dans les problèmes de physique mathématique. La frontière $x_1 = 0$, $R = 0$, est bien réellement infranchissable.

En discutant l'intégration de Schwarzschild, on constate qu'on pourrait laisser un facteur arbitraire C_4, dans le terme en dx_4 et que ce facteur est pris égal à 1 afin que l'Univers devienne euclidien pour x_1 infini. Aucune condition semblable ne s'impose dans l'intervalle $-2m < x_1 < 0$: mais C_4 est une constante réelle, et on ne peut la prendre que positive. Car si elle était négative, le ds^2 n'aurait plus aucune signification se rapportant à un univers d'Einstein.

5. La conclusion me semble inévitable. La limite $R = 0$ est infranchissable ; c'est elle qui constitue la singularité *matérielle*.

La distance r de cette origine ($R = 0$) à un point de cote R, comptée le long d'un rayon vecteur ($\theta = $ cte, $\varphi = $ cte) est [1]

$$r = \sqrt{R(R + 2m)} + m \log \frac{R + m + \sqrt{R(R + 2m)}}{m}.$$

Le rapport de la circonférence $2\pi(R + 2m)$ au rayon est partout plus grand que 2π ; en particulier à l'origine ($r = 0$, $R = 0$) ce rapport devient infini. La circonférence de grand cercle du point origine est $4\pi m$; la sur-

(1) *Erratum.* — Dans la note déjà citée des *C. R.*, le coefficient $\left(-\frac{m}{2}\right)$ du log est inexact.

face sphérique du point a la valeur finie $4\pi(2m)^2$. C'est cette singularité qui constitue ce que la physique appelle *le point matériel*; c'est le facteur m qui y figure qu'on doit appeler la masse.

En raison de cette circonstance, le mot *point matériel* est peut-être mal choisi ; car en raison de l'étendue finie de la surface sphérique du point, les variations de θ et de φ déplacent bien l'extrémité du rayon mobile (de longueur nulle) sur cette surface comme sur toute autre sphère dont la cote R et le rayon r ne seraient pas nuls.

Toutefois, comme on ne peut rien trouver de plus ponctuel dans l'Univers d'Einstein, et qu'il faut bien arriver à définir le *corps d'épreuve matériel* élémentaire qui, d'après Einstein, suit une géodésique de l'Univers dont il fait partie, je conserverai cette *dénomination abrégée, point matériel*, sans oublier son imperfection.

Janvier 1923.

A PROPOS DE L'ARTICLE DE M. ARIÈS

Sur les propriétés des fluides à l'état de saturation au voisinage du point critique [*Journ. de Phys.*, t. 3 (1922), p. 411].

M. E. Ariès nous signale qu'il avait l'intention de supprimer les paragraphes 4 et 5 de son article, dans lesquels il avait constaté des faiblesses ; c'est donc par suite d'une erreur matérielle que ces paragraphes ont paru au *Journal de Physique*. La rédaction croit pourtant utile de publier les remarques suivantes de M. G. Bruhat ; elles précisent la nature des difficultés qui se présentent dans ces problèmes et des erreurs à éviter.

Dans un article paru dans le numéro de novembre dernier de ce Journal, M. Ariès étudie les propriétés des fluides au voisinage du point critique et retrouve par une méthode différente un certain nombre de résultats que j'ai donnés ici-même en octobre 1921 (p. 303). Par contre, il trouve pour les limites vers lesquelles tendent au point critique les quantités $\frac{d^2p}{dT^2}$ et $m + m'$, des valeurs beaucoup plus simples que celles que j'ai données ; cette simplicité résulte, dans les deux cas, d'une erreur de calcul.

Dans le calcul de $\frac{d^2p}{dT^2}$, M. Ariès cherche (p. 418) la limite de la quantité

$$\frac{\dfrac{\dfrac{dm'}{dT} - \dfrac{dm}{dT}}{\dfrac{d^2u'}{dT^2} - \dfrac{d^2u}{dT^2}}(u' - u) - L}{(T_c - T)^{\frac{3}{2}}}$$

Comme cette quantité tend vers une limite finie, il est évident que la différence des deux termes du numérateur est du troisième ordre par rapport à $(T_c - T)^{\frac{1}{2}}$, considéré comme infiniment petit principal. Or, pour la calculer, M. Ariès remplace la fraction qui multiplie $u' - u$ par sa limite aT_c et identifie le premier terme avec $aT_c\,(u' - u)$, c'est-à-dire qu'il ne tient compte que de sa partie principale, qui est du premier ordre par rapport à $(T_c - T)^{\frac{1}{2}}$: il néglige ainsi les termes du troisième ordre, qui sont précisément ceux qu'il faut calculer et aboutit nécessairement à un résultat inexact. Il répète d'ailleurs une seconde fois, la même erreur, en remplaçant $aT_c\left(\frac{\mathrm{d}u'}{\mathrm{d}T} - \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}T}\right)$ par $m' - m$.

Dans le calcul de $m + m'$, M. Ariès part de l'égalité (25), p. 419 :

$$\frac{m}{\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}T}} = \frac{m'}{\frac{\mathrm{d}u'}{\mathrm{d}T}} = \frac{m + m'}{\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}T} + \frac{\mathrm{d}u'}{\mathrm{d}T}}.$$

En fait et dans la pensée de M. Ariès, la première relation exprime, non pas que les deux premiers rapports sont constamment égaux, mais que leurs limites pour $T = T_c$, sont égales. Il n'en résulte donc pas que le troisième rapport tende vers la même limite. En effet, les quatre quantités m, m', $\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}T}$ et $\frac{\mathrm{d}u'}{\mathrm{d}T}$ augmentent indéfiniment quand T tend vers T_c et la limite commune des deux premiers rapports ne dépend que des coefficients, dans le développement de ces quantités, des termes qui augmentent indéfiniment. Au contraire, les sommes $m + m'$ et $\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}T} + \frac{\mathrm{d}u'}{\mathrm{d}T}$, qui restent finies, ne contiennent plus ces termes et la limite du troisième rapport dépend de coefficients différents des premiers. Si l'on désigne par z l'infiniment petit principal, qui peut être $(T_c - T)^{\frac{1}{2}}$ ou $u_c - u$, on peut écrire les premiers termes des développements en série :

$$m = \frac{A}{z} + B + Cz + \ldots, \qquad m' = -\frac{A}{z} + B' + C'z + \ldots,$$

$$m + m' = (B + B') + (C + C')\,z + \ldots$$

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}T} = \frac{a}{z} + b + cz + \ldots, \qquad \frac{\mathrm{d}u'}{\mathrm{d}T} = -\frac{a}{z} + b' + c'z + \ldots,$$

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}T} + \frac{\mathrm{d}u'}{\mathrm{d}T} = (b + b') + (c + c')\,z + \ldots$$

Les deux premiers rapports ont pour limite $\frac{A}{a}$ et le troisième $\frac{B+B'}{b+b'}$.

On voit que la méthode de M. Ariès est impuissante à résoudre les problèmes qui se présentent et que l'on est fatalement amené à employer la méthode des développements en série. On trouvera, dans mon article d'octobre 1921, les développements de la plupart des quantités étudiées par M. Ariès; les coefficients qu'il désigne par a, k_1 et k_2 peuvent s'exprimer à l'aide des coefficients f', A et C des termes du deuxième et troisième ordre du développement de l'équation caractéristique; ils sont égaux, dans mes notations, à f', $4\frac{C}{Af'}$ et $4\frac{Cf'^2}{A}$. Les formules que j'ai données montrent immédiatement que l'on ne peut pas exprimer à l'aide de ces coefficients l'inclinaison de la courbe de titre 0,5, ou du diamètre rectiligne, non plus que la limite de $\frac{d^2p}{dT^2}$, car ces quantités dépendent des coefficients B et D, des termes du quatrième ordre. De même la limite de $m+m'$ dépend de B et D et aussi d'une constante supplémentaire c représentant les propriétés calorimétriques.

Erratum. — Dans l'article de M. B. Cabrera, sur le paramagnétisme et la structure de l'atome, paru dans le dernier numéro du *Journal*, on corrigera l'erreur suivante :

P. 455, ligne 24; *au lieu de :* ..... deux Mn avec 3 électrons libres;
lire : deux Mn avec 4 électrons libres.



Série VI. — Tome IV. Février 1923 N° 2

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

ACTION DE L'ACIDE MOLYBDIQUE ET DES MOLYBDATES SUR LE POUVOIR ROTATOIRE DE L'ACIDE MALIQUE

par M. E. DARMOIS
(Faculté des Sciences de Nancy).

1. **Historique.** — Le pouvoir rotatoire des acides tartrique et malique en solution aqueuse varie considérablement avec la concentration de la solution. L'acide malique par exemple est lévogyre en solution étendue ($C = 5$) et dextrogyre en solution concentrée ($C > 40$) pour la lumière jaune du sodium. Biot a signalé de plus que si on ajoute de l'acide borique (corps inactif) à l'acide tartrique, de nouvelles singularités se produisent; Gernez enfin a découvert que le pouvoir rotatoire des deux acides était considérablement modifié par addition de molybdates et tungstates alcalins. Les résultats de Gernez sont fondamentaux; ils ont paru d'abord en notes aux Comptes Rendus puis ont été présentés dans des communications à la Société française de physique [1].

Les mesures de Gernez sont faites pour la raie jaune du sodium. On réalise une série de solutions contenant un poids constant d'acide (p) et un poids variable du corps étranger (P); on étend la solution à un volume constant V; on détermine la rotation α du plan de polarisation sous une longueur constante 1 d m. Cette rotation varie considérablement avec P. Gernez en déduit de suite qu'il y a combinaison de l'acide actif et du corps étranger; les rotations obtenues étant quelquefois 500 fois plus grandes que celles qu'aurait données l'acide pur, la rotation de l'acide non combiné est négligeable; l'auteur indique même la formule des combinaisons ainsi apparues dans la solution. Il étudie ainsi l'action sur les deux acides tartrique et malique de toute une série de corps : molybdates neutres de Na, Li et Mg; molybdates acides de Na et Am; phosphomolybdates de K, Na et Am; tungstates neutres de Na et K.

Gernez donne simplement les lectures brutes α en degrés et minutes; comme il est manifeste que l'acide actif ne subsiste pas en solution, parler du pouvoir rotatoire qu'il possède n'a pas de sens. Beaucoup des continuateurs de Gernez n'ont pas imité sa réserve; c'est ainsi par exemple que

[1] *C. R.*, t. **104** à **112**. *Bulletin de la Soc. Fr. de Physique* (1887 à 1891).

dans l'ouvrage classique de Landolt (1), on calcule le « pouvoir rotatoire spécifique » de l'acide tartrique pour les différentes valeurs de P par la formule

$$(\alpha) = \frac{100\alpha}{lC} = \frac{\alpha V}{l.p}.$$

Les recherches de Gernez ont été étendues dans la suite : 1° à d'autres corps actifs que les acides tartrique et malique ; 2° à d'autres corps étrangers que les molybdates et tungstates.

Walden (2) découvre l'action du nitrate d'uranyle alcalin sur les acides tartrique et malique.

Rosenheim et Itzig (3) montrent que les sels de glucinium agissent considérablement sur la rotation des mêmes acides alors que les sels de Mg, Zn, Cd, n'agissent pas.

Henderson (4) étudie avec divers collaborateurs, au point de vue purement chimique, les combinaisons de certains oxydes acides (Sb, Mo, W, Ti etc..) avec les oxyacides (lactique, tartrique, malique, citrique etc..)

Rosenheim et Itzig (5) reprennent les expériences de Gernez sur les tungstates et molybdates avec l'acide tartrique. Ils insistent sur le fait que Gernez n'a isolé aucun des composés qu'il suppose exister en solution. Ils décrivent par exemple le procédé suivant pour préparer les dérivés de l'acide tartrique avec les molybdates : on sature d'acide molybdique (MoO^3) des solutions bouillantes de tartrate neutre ; on filtre, on évapore. On obtient un sirop incristallisable qu'on dessèche. « Malgré la caractérisation cristallographique insuffisante, les composés (?) obtenus ont des compositions constantes », on obtient par exemple $C^4H^4O^6(MoO^3)K^2 + 4H^2O$. On détermine le pouvoir rotatoire de ces corps, il est donné comme ci-dessus, par rapport à l'acide tartrique. On voit que la question n'a pas fait un pas depuis Gernez.

Itzig (6) reprend les essais précédents avec les malates et l'acide molybdique. Il dissout MoO^3 dans le malate neutre de Na, obtient de nouveau un sirop incristallisable ; le rapport Mo/Na serait cette fois égal à 1. Il étudie ensuite le malate de Na, Henderson avait isolé dans l'action de MoO^3 sur les malates acides des composés sur lesquels nous reviendrons plus loin ; il avait signalé la sensibilité de ces composés à la lumière. Itzig

(1) *Das optische Drehungsvermögen* (2e édition, p. 220-223).
(2) Walden. *Ber. d. Chem. Ges.*, t. **30** (1897), p. 2889.
(3) Rosenheim et Itzig. *Ber. d. Chem. Ges.*, t. **32** (1899), p. 3435.
(4) Henderson et divers. *Chem. Soc.*, (1895 à 1899).
(5) Rosenheim et Itzig. *Ber. d. Chem. Ges.*, t. **33** (1900), p. 707.
(6) Itzig. *Ber. d. Chem. Ges.*, t **34** (1901), p. 2391.

renonce à les isoler de nouveau; il étudie donc la rotation de certaines solutions. C'est la reprise des mesures de Gernez et leur extension à quelques mélanges nouveaux : MoO^3 soluble et l'acide malique, les malates neutres de Na et Am etc... Les nouvelles expériences entreprises pour éclaircir un peu la question « n'ont pas donné l'éclaircissement attendu ».

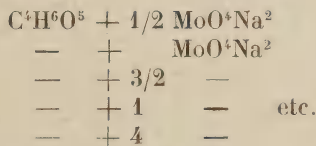
Le même auteur (¹) ne réussit pas davantage à isoler les complexes formés avec les sels d'urane; il insiste sur le caractère incristallisable des mélanges étudiés.

Klason et Köhler (²) reprennent, avec des sels plus purs le travail de Rosenheim et Itzig de 1900. Ceux-ci avaient cru conclure de leurs mesures que les rotations maxima avaient lieu quand, pour un ion bivalent tartrique, il y avait deux ions alcalins en solution. Les auteurs montrent que la concentration et la température ont une influence sur la rotation mesurée; le maximum est d'ailleurs si fortement étalé que sa position est absolument arbitraire.

Rimbach et Schneider (³) étudient l'action de l'acide titanique, des combinaisons zirconiques et arsenicales sur le pouvoir rotatoire de l'acide quinique.

Grossmann et Krämer (⁴) emploient une méthode nouvelle pour l'étude des composés précédents. Il semble établi que l'acide molybdique donne avec les oxyacides organiques des acides complexes (hétéropolyacides). On détermine alors la conductibilité électrique des solutions : 1° de MoO^3 pur; 2° de l'acide malique $C^4H^6O^5$ pur; 3° de mélanges des deux acides dans trois proportions différentes : $2MoO^3 + C^4H^6O^5$; $MoO^3 + C^4H^6O^5$; $MoO^3 + 2C^4H^6O^5$. La conductibilité d'un mélange est supérieure à celle qu'on peut calculer par additivité; les auteurs croient à l'existence d'un acide dimolybdo malique.

Grossmann et Pötter (⁵) reprennent encore une fois les études de Gernez, en les modifiant légèrement. On étudie par exemple les mélanges



$C^4H^6O^5 + 1/2\ MoO^4Na^2$
— + MoO^4Na^2
— + 3/2 —
— + 1 — etc.
— + 4 —

chacun de ces mélanges à une concentration déterminée et à différentes températures. Il semble que les auteurs admettent qu'un de ces mélanges

(¹) Itzig. *Ibid.*, t, **34** (1901), p. 3822.
(²) Klason et Köhler. *Ber. d. Chem. Ges.*, t. **34** (1901), p. 3946.
(³) Rimbach et Schneider. *Zeit. f. Physik. Chem.*, t. **44** (1903), p. 466.
(⁴) Grossmann et Kræmer. *Ber. d. Chem. Ges.*, t. **36** (1903), p. 1606.
(⁵) Grossmann et Pötter. *Ber. d. Chem. Ges.*, **37** (1904), p. 84; t. **38** (1905), p. 3874; *Zeit. f. Phys. Chem.*, t. **56** (1906), p. 577.

représente un complexe. Par exemple, le « complexe » 3/2 posséderait un point d'inactivité etc... Ils croient avoir totalement expliqué les variations compliquées du pouvoir rotatoire observées par Gernez en admettant l'existence des combinaisons suivantes :

1° Molybdo et tungsto-bimalates fortement actifs, peu sensibles à la dilution et à une variation de température ;

2° Molybdo et tungsto-malates de formule $C^4H^4O^5R$ (MoO^2OR) ;

3° Plusieurs complexes formés par l'acide malique avec plus d'une molécule de MoO^4Na^2, dextrogyres et lévogyres, très sensibles aux influences ci-dessus et se dissociant en solution étendue pour donner le complexe n° 2.

Rimbach et Wintgen [1], puis Wintgen [2] déterminent pour les acides complexes formés par MoO^3 : 1° la réfraction des solutions ; 2° la teneur des solutions en ions H (vitesse de saponification de l'acétate de méthyle). La réfraction ne donnerait rien ; l'action catalytique, déterminée pour le mélange isohydrique de MoO^3 et de l'acide organique, est beaucoup plus grande que celle qui se calculerait par additivité (acides glycolique, lactique, malique, etc...).

Herzog et Slansky [3] montrent que la rotation de l'acide lactique est très sensible à une addition de molybdate d'Am.

P. Quinet [4] fait l'étude physico-chimique des systèmes eau, acide tartrique ou malique et molybdates métalliques (Na, Am. Li, Mg, Cu). A une quantité fixe d'acide, on ajoute des quantités variables du molybdate. On détermine à la fois la rotation, la conductibilité électrique, l'abaissement du point de congélation des solutions. Les courbes qui représentent la variation de ces quantités avec le poids de substance étrangère possèdent des points anguleux qui se produisent pour la même teneur. L'auteur les interprète par la formation de composés d'addition qui ont, comme chez Gernez, la composition de la solution.

Rimbach et Ley [5] enfin viennent d'étudier de nouveau les mélanges de l'acide borique et de l'acide molybdique avec certains polyalcools et oxyacides ; ils déterminent, par des mesures de forces électromotrices la variation produite, lors du mélange, dans la concentration en ions H. Pour l'acide malique et MoO^3 par exemple, cette variation est maxima pour le rapport 1/1.

(1) Rimbach et Wintgen. *Zeit. f. Phys. Chem.*, t. **74** (1910), p. 223.
(2) Wintgen. *Chem. Centralblatt* (1912), (I), p. 1693.
(3) Herzog et Slansky. *Chem. Centralblatt* (1911), (II), p. 1213.
(4) Quinet. *Thèse de Doctorat* (Lille) (1911).
(5) Rimbach et Ley. *Zeit. f. Phys. Chem.*, t. **100** (1922), p. 393.

Il résulte de cette bibliographie résumée, probablement incomplète [1], que les phénomènes observés par Gernez doivent se produire pour les combinaisons d'éléments appartenant aux groupes 2, 3, 4, 5 et 6 de la classification périodique, les faits les plus nets ayant été observés pour M_0, W, V, éléments qui sont connus pour leur grande aptitude à former des complexes. Walden semble admettre [2] que ces complexes ont été isolés par Rosenheim et Itzig. Nous avons vu plus haut qu'il n'en est rien. Il suffit de se reporter à ce qui précède pour voir que les formules de ces complexes sont variables avec le procédé de mesure.

J'ai repris l'étude de cette question très compliquée en me bornant pour commencer à l'acide malique et aux molybdates. Par des procédés extrêmement simples, j'ai réussi à prévoir l'existence de combinaisons définies et à les isoler. L'emploi systématique du polarimètre semble indiqué pour l'étude de composés doués du pouvoir rotatoire. Cette idée naturelle a été très souvent perdue de vue. On remarquera également que, dans tout ce qui précède, il n'a jamais été question de dispersion rotatoire; toutes les mesures ont été faites pour la raie jaune du sodium. J'ai, au contraire, toujours déterminé les rotations pour plusieurs couleurs; la dispersion rotatoire n'est pas constamment utile; mais elle permet souvent de lever certaines indéterminations.

2. **Étude particulière de l'acide malique et des molybdates.** — I. **Résultats de Gernez.** — Nous insistons un peu sur ceux qui concernent le molybdate ordinaire d'ammonium [3]. Gernez admet pour ce corps la formule classique de Delafontaine $Mo^7O^{24}Am^6 + 4H^2O$. Les mesures portent sur les quantités suivantes : poids d'acide malique, $p = 1{,}1166$ g ($\frac{1}{120}$ mol.); $V = 12\ cm^3$; $l = 1{,}057$ dm. La température est 17°. La rotation pour l'acide pur est, dans ces conditions — 0°,20.

Quand le poids de molybdate P augmente, α d'abord négatif, augmente en valeur absolue jusqu'à un maximum — 5°,32 atteint pour $P = 0{,}572$ g ($\frac{1}{2180}$ mol.), puis décroît, atteint zéro pour $P = 0{,}987$ g. Il devient ensuite positif et prend rapidement des valeurs de plus en plus grandes. Pour $P = 3{,}863$, il atteint $+ 72°{,}00$; l'augmentation devient ensuite beaucoup plus lente. Pour $P = 5{,}150$ ($\frac{1}{240}$ mol.), $\alpha = + 72°{,}80$. Si

(1) J'ai laissé en particulier de côté systématiquement les composés du cuivre qui ont fait l'objet de plusieurs études.
(2) WALDEN. *Exposé devant la Société chimique allemande* (3 déc. 1904).
(3) GERNEZ. *C. R.*, t. **109**, p. 151. *Séances de la Société fr. de Physique* (5 juillet 1889).

P continue à augmenter, α diminue légèrement. La courbe complète des variations de α est donnée figure 1 (courbe I).

Gernez admet que l'acide malique et le molybdate donnent plusieurs combinaisons moléculaires : 1° une combinaison correspondrait à chaque

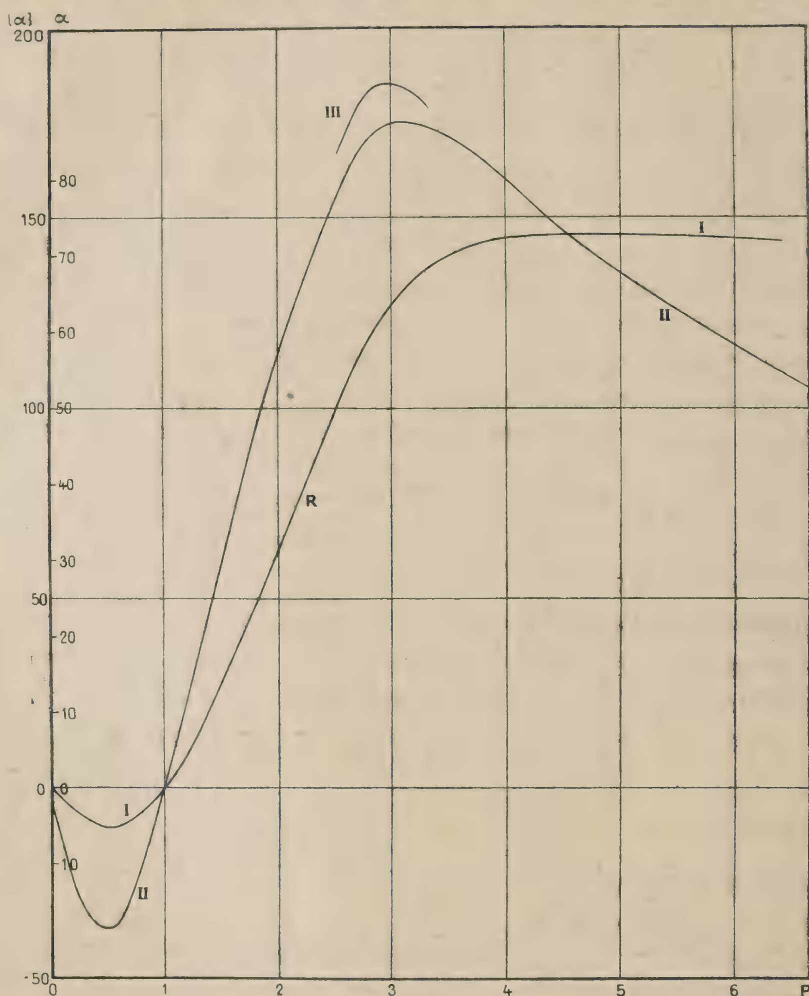


Fig. 1.

maximum de rotation : 2° la vitesse de variation $\frac{d\alpha}{dP}$ est constante dans la région R, ce qui indiquerait une autre combinaison.

Pour le maximum lévogyre, assez net, la solution contient pour 1 molécule de molybdate [1] (M) 18 molécules d'acide malique (A). *Gernez admet que le composé formé a précisément cette composition* MA^{18}.

[1] Gernez exprime les résultats en équivalents.

Le maximum dextrogyre est peu net. Gernez le place à 5,15, soit 2 molécules d'acide pour une de molybdate. La formule du composé serait MA^2. Il admet d'autre part pour la combinaison intermédiaire la for- mule MA^4.

II. — **Nouvelle interprétation des résultats de Gernez.** — Gernez ne semble pas avoir construit la courbe I; actuellement on considérerait plutôt comme points intéressants sur cette courbe : 1° le maximum lévogyre ; 2° le coude situé vers $P = 3.90$ ($\frac{1}{315}$ mol.). Le maximum dextrogyre est tellement peu net que la valeur de P qui lui correspond est impossible à fixer avec précision. Il semble plutôt qu'un composé très fortement dextrogyre apparaît, et que la quantité de ce composé n'augmente plus sensiblement à partir du coude, malgré l'addition de molybdate. On peut se rendre compte d'une autre façon que cette explication est la bonne.

Admettons que le sel et l'acide donnent pour une certaine valeur P_0, *par combinaison complète*, un composé d'addition ; son poids est $p + P_0$; si α est la rotation correspondante, le pouvoir rotatoire de ce composé doit être $(\alpha) = \frac{\alpha V}{l(p + P_0)}$. Si on ajoute du molybdate en quantité P supérieure à P_0, la rotation α ne doit plus varier, et le quotient $\frac{\alpha V}{l(p + P)}$ doit *diminuer*. Il est donc indiqué de former ce dernier quotient pour toutes les valeurs de P. C'est ce quotient (α) qui est représenté à une échelle convenable dans la figure 1 (courbe II). Il passe par 2 maxima très nets :

l'un lévogyre	$[\alpha]_m^1 = -37,9$	pour	$P = 0,4682 \left(\frac{1}{2640}\text{ mol.}\right)$
l'autre dextrogyre	$[\alpha]_m^2 = +175,2$		$P = 3,005 \left(\frac{1}{412}\text{ mol.}\right)$.

Si le raisonnement fait ci-dessus est exact, ces 2 maxima doivent correspondre chacun à un composé défini.

Les points de Gernez étant assez espacés dans la région de $[\alpha]_m^2$, j'ai repris les mesures pour les radiations du mercure 5780, 5460 et 4360 Å. Le morceau de courbe III donne les résultats des mesures pour $\lambda = 5780$ Å ; on a alors $[\alpha]_m^2 = + 186°$ et la composition de la solution confirme bien les résultats de Gernez [1].

J'ai alors préparé des solutions ayant la composition correspondant aux 2 maxima et je les ai évaporées : 1° La solution lévogyre donne un verre incristallisable ; 2° la solution dextrogyre laisse déposer : d'abord une

(1) La courbure de II se modifie d'une façon rapide près des maxima ; il ne s'agit pas de points anguleux.

faible quantité de cristaux très petits, inactifs, peu solubles, constitués par un molybdate d'Am plus acide que celui de départ [1], puis de beaux cristaux transparents, atteignant un développement considérable, d'un corps très soluble dans l'eau et *très actif*. J'indiquerai plus loin quelques constantes de ce corps. Il est très stable : on peut le faire recristalliser dans l'eau, le concentrer à l'ébullition sans qu'il se décompose.

Pour la radiation de longueur d'onde 5780 Å, à une concentration analogue à celles qui sont réalisées dans les expériences de Gernez, son pouvoir rotatoire est $[\alpha] = +219°$, c'est-à-dire très supérieur à celui que ferait prévoir l'étude de la solution. L'idée initiale de Gernez, que ce composé se formerait seul à un certain moment est donc inexacte ; on vérifie facilement que les eaux-mères finissent par donner un verre incristallisable. Il est donc accompagné en solution par des corps à activité moindre. On prévoit dès maintenant qu'il y a en solution non pas addition des deux corps mais une véritable réaction chimique. La formation du molybdate acide d'Am le prouve d'ailleurs suffisamment.

III. **Etude polarimétrique de la formation du composé dextrogyre.** — Le molybdate acide et le résidu vitreux sont en très faible quantité par rapport au composé obtenu. Celui-ci doit donc avoir une composition assez voisine de celle de la solution ; c'est $\frac{1}{120}$ $C^4H^6O^5$ et $\frac{1}{412}$ $Mo^7O^{24}Am^6$, soit 2,03 atomes de Mo pour 1 molécule de $C^4H^6O^5$ et 1,74 mol. de NH^3. Il est facile de montrer que le composé contient à la fois de l'acide malique, de l'acide molybdique et de l'ammoniaque.

J'indiquerai plus loin des dosages. Mais il est possible d'établir la composition du produit *sans analyse chimique*, par une méthode uniquement basée sur l'emploi du polarimètre.

Les recherches que j'ai rappelées au début montrent que l'acide molybdique doit donner avec l'acide malique des acides complexes. Ces acides doivent avoir des sels d'ammonium. Le composé isolé devait être alors l'un de ces sels. Pour étudier d'une façon générale les combinaisons des deux acides et de l'ammoniaque, j'ai effectué la série des opérations qui suivent.

On réalise une série de mélanges $(MoO^3)^n$ $C^4H^6O^5$ où n prend les valeurs 1 ; 1,5 ; 2 ; 2,5 ; 3 ; 4 ; 5. L'acide molybdique est l'acide jaune

[1] Les dosages de Mo et NH^3 effectués sur ce corps montrent qu'il contient environ deux fois moins d'ammoniaque que le molybdate ordinaire. Gernez ne semble pas l'avoir observé ; sa formation est très rapide dans les solutions où $P > 3$ grammes.

légèrement soluble dans l'eau MoO^3, $2H^2O$ préparé par le procédé de Rosenheim [1]. L'acide malique est pris à une solution titrée.

On prend un de ces mélanges. On étudie les solutions obtenues en ajoutant à une quantité connue du mélange des quantités croissantes y d'ammoniaque et complétant au même volume (50 cm³) avec de l'eau. Les rotations α des solutions sont alors mesurées sous 2 dm pour les trois raies du mercure. Comme il est nécessaire de réaliser un grand nombre de solutions, je n'ai fait l'étude complète que pour la soude ; c'est à elle que se rapportent les résultats qui suivent.

Nous indiquerons ensuite une vérification très simple qui montre qu'ils s'appliquent à l'ammoniaque.

1er Résultat général. — *Pour n donné α augmente avec la quantité de* NaOH *jusqu'à un maximum, puis décroît.* La courbe $\alpha = f(y)$ présente une cassure extrêmement nette ; *elle a lieu en même temps pour toutes les couleurs.*

Il semble qu'on puisse conclure qu'un composé défini existe en ce moment en solution. Cette conclusion est certainement fausse puisque la cassure existe quel que soit n. On devrait avoir autant de composés que de rapports n.

La remarque faite plus haut donne encore la solution du problème. Si un composé existe *seul* à un moment donné, son pouvoir rotatoire sera calculable par la formule $[\alpha] = \frac{100\,\alpha}{4\,\Sigma p}$ où Σp est la somme des poids des substances qui ont été mises en solution. Dans l'ignorance où l'on est de la réaction exacte, on peut utiliser comme poids : 1° celui de l'acide anhydre MoO^3 ; 2° celui de l'acide malique $C^4H^6O^5$; 3° celui de la soude NaOH. On convertit ainsi toutes les mesures.

Les solutions renferment toutes dans 50 cm³ le même poids d'acide malique (2,5/1000 mol.); la soude ajoutée était à des titres légèrement variables dans le voisinage de la normale ; MoO^3 était pesé en quantité convenable. Pour les faibles valeurs de n, on peut dissoudre directement MoO^3 dans l'eau, ajouter $C^4H^6O^5$, puis NaOH ; ou bien dissoudre MoO^3 dans NaOH et ajouter $C^4H^6O^5$; on vérifie que la rotation obtenue est la même dans les deux cas ; elle reste invariable une fois la solution effectuée [2]. Il s'agit donc d'un équilibre qui s'établit très rapidement.

Le 2e procédé de préparation des solutions a été employé constamment ; il est rapide et c'est le seul utilisable pour les grandes valeurs de n.

[1] Rosenheim. *Zeit. f. Anorg. Chem.*, t. **50** (1906), p. 320.

[2] Ce n'est plus vrai si on utilise l'acide molybdique blanc.

Les mesures ont été faites en moyenne à 18°. Le tableau 1 ci-dessous indique seulement les rotations α et les quantités $[\alpha]$ calculées comme ci-dessus pour $\lambda = 5\,780$ Å. Les quantités y de soude sont indiquées en

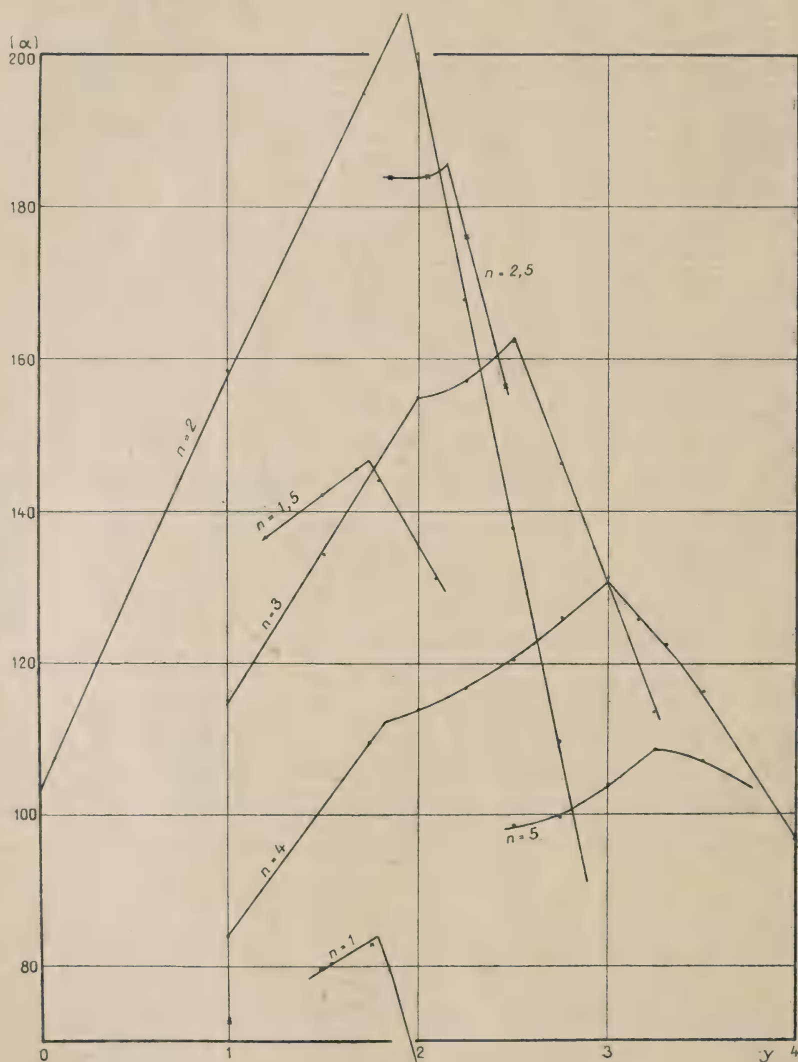


Fig. 2.

1/1000 mol. pour 1/1000 d'acide malique. J'ai vérifié directement que l'influence de la concentration des mélanges était faible. La valeur de $[\alpha]$ calculée, par exemple, pour $n = 4$ est la même qu'on étende à 50 ou à 100 cm³. Des variations apparaissent seulement pour $n = 1$.

L'ensemble des courbes $[\alpha] = f(y)$ est représenté (fig. 2). On y voit la

TABLEAU I.

$n = 1$	y	1	1,25	1,50	1,75	2	2,25
	α	2°19′	2°22′	2°42′	2°53′	2°20′	1°21′
	[α]	72,7	72,3	79,9	83,1	66,0	36,7

$n = 1,5$	y	1,2	1,5	1,68	1,8	2,10	2,4
	α	5°32′	5°55′	6°18′	6°13′	5°50′	4°18′
	[α]	136,5	142	145,5	144,2	131,2	94,0

$n = 2$	y	0	1	1,5	1,75	2	2,25	2,5	2,75
	α	4°17′	7°18′	8°59′	9°38′	10°2′	8°35′	7°13′	5°48′
	[α]	102	158,2	186,8	196,3	200,0	168,0	138,0	109,0

$n = 2,5$	y	1,85	2,05	2,26	2,46
	α	10°13′	10°21′	10°2′	9°1′
	[α]	184,0	184	176	156

$n = 3$	y	1	1,5	2	2,25	2,5	2,75	3	3,25
	α	6°57′	8°23′	9°59′	10°18′	10°50′	9°54′	9°00′	7°54′
	[α]	114,8	134,2	154,7	157,0	162,4	146,3	131,2	113,5

$n = 4$	y	1	1,75	2	2,25	2,5	2,75	3	3,15	3,30	3,5	4
	α	6°57′	8°30′	9°00	9°26′	9°46′	10°20′	10°51′	10°29′	10°20′	9°54′	8°23′
	[α]	84,0	109,0	113,9	116,7	120,4	126,0	130,7	125,7	122,5	116,4	96,6

$n = 5$	y	1	1,5	2,5	2,75	3	3,25	3,50	3,75
	α	3°16′	3°38′	4°42′	4°49′	5°3′	5°20′	5°19′	5°11′
	[α]	73,2	79,5	98,6	99,6	103,8	108,3	107,0	103,4

cassure présentée par chaque courbe, elle se produit pour des valeurs variables de y.

2e Résultat. — *La courbe correspondant à $n = 2$ est nettement au-dessus de toutes les autres. Sur cette courbe, la cassure a lieu pour $y = 2$; elle représente un maximum maximorum.* Le pouvoir rotatoire maximum est de l'ordre de 200°. Si on réalise exactement la solution correspondante, on peut obtenir par cristallisation un composé analogue à celui d'Am. Il est plus soluble dans l'eau ; la cristallisation ne laisse aucun résidu. Recristallisé, le produit donne $[\alpha] = +203°$ à la concentration 10 et pour la longueur d'onde 5 780 Å.

Il est très vraisemblable que ce produit renferme les constituants dans les proportions $2MoO^3$, $C^4H^6O^5$, 2NaOH. On peut d'ailleurs construire la courbe des $[\alpha]$ max. en fonction de n ; elle a une pointe très nette pour $n = 2$. J'ai vérifié en utilisant des solutions contenant 2.70 g d'acide jaune (1,5/1000) dans 25 cm³, une solution de NaOH normale, et déterminant des points très rapprochés de la courbe $[\alpha] = f(y)$ dans le voisinage du maximum : 1° que celui-ci a lieu à 2/100 près pour $y = 2$ (nombres de 1.96 à 2,04) ; 2° que pour $n = 1,8$, le $[\alpha]$ max. est nettement descendu de 6 à 7°.

Les mêmes mesures répétées pour NH^3 donnent pour $[\alpha]_m$ et $n = 2$ des nombres un peu supérieurs aux précédents. On peut vérifier d'une façon très simple que la composition précédente est également celle du sel ammoniacal. On cherche à produire le composé à partir du molybdate ordinaire d'Am. Si on réalise un mélange de 1 mol. $C^4H^6O^5$ et 2/7 mol. $(Mo^7O^{24}Am^6 + 4H^2O)$, on aura les 2 acides dans la proportion 1/2, mais avec un déficit d'ammoniaque (12/7 au lieu de 2). On aura ainsi réalisé un point de la courbe n° 2 correspondant à $y = \frac{12}{7} = 1,71$; la rotation observée sera inférieure à celle du maximum. *Cette rotation doit augmenter par addition de* NH^3 *jusqu'à un maximum atteint pour $y = 2$.* Pour réaliser des solutions de concentration analogue à celles étudiées ci-dessus, on prend 0,835 g de molybdate $\left(\frac{1}{1480} \text{ mol.}\right)$; on ajoute des quantités variables d'ammoniaque, étend à 50 cm³ et l'on mesure la rotation sous 2 dm pour les 3 raies du mercure ; α varie bien dans le sens attendu ; le maximum est réalisé en même temps pour toutes les couleurs. Nous donnons ci-dessous une série de nombres pour $\lambda = 5780$ Å : y désigne le nombre de 1/1000 NH^3 ajoutés, $[\alpha]$ est calculé comme ci-dessus.

y	0	0,15	0,35	0,50	0,65	0,85	1,00
α	9°5′	9°20′	9°30′	9°50′	9°44′	9°18′	9°14′
$[\alpha]$	198,0	202,5	205,3	211,3	208,7	197,8	195,2

Le graphique de ces résultats indique que le maximum de $[\alpha]$ a lieu pour $y = 0{,}60$; le calcul indique 0,635. La vérification est très satisfaisante (1).

On peut donc admettre que l'union des trois constituants s'effectue également ici dans les proportions $2MoO^3$, $C^4H^6O^5$, $2NH^3$. Le composé serait ainsi produit par l'union de 2 molécules d'acide molybdique avec une molécule de malate neutre d'Am. On peut l'appeler *dimolybdo-malate diammonique*.

La préparation du corps peut se faire d'une façon extrêmement rapide en utilisant la remarque précédente. On dissout à chaud 353 g de molybdate d'Am (2/7 mol.) dans l'eau ; on ajoute 2/7 NH^3, puis une molécule d'acide malique (134 g s'il est sec). Il suffit de laisser cristalliser ; on n'obtient aucun résidu sirupeux. La combinaison est pratiquement complète. Le corps peut être légèrement bleu dans une première préparation (réduction de MoO^3) ; une deuxième cristallisation donne un corps transparent.

IV. — **Explication des grandes rotations dextrogyres de Gernez.** — Elles doivent être évidemment attribuées à la formation de ce corps. L'acide malique déplaçant l'acide molybdique, il y a ensuite équilibre entre les deux acides et l'ammoniaque du molybdate. L'usage de ce dernier corps apparaît comme un moyen commode d'introduire en solution de grandes quantités d'acide molybdique. Nous venons de voir que le mélange $C^4H^6O^5 + \frac{2}{7} Mo^7O^{24}Am^6$ est déjà très fortement actif, mais que son activité augmente par addition de NH^3. Or ce mélange est presque exactement celui qui donne le maximum de la courbe II. En ce point la solution ne renferme donc pas le dimolybdo-malate pur ; une partie de l'acide malique doit être combinée à l'acide molybdique pour donner d'autres composés. Si on continue à ajouter du molybdate d'Am, il se forme une nouvelle quantité du composé et ce n'est qu'en présence d'un grand excès de molybdate qu'on obtient la quantité maximum de dimolybdo-malate.

(1) La formule de Delafontaine est en effet toujours sujette à discussion.

Si on reprend la rotation maxima observée par Gernez : 72°,8, elle correspond à 76°,4 pour la raie 5780 Å. S'il y a combinaison complète de l acide malique sous forme de dimolybdo-malate, on doit avoir en solution 1/120 mol. du composé dans 12 cm³. Nous montrerons tout à l'heure que le poids moléculaire du composé est très voisin de 500. 1/120 mol. = 4,17 g : la concentration est $\frac{417}{12} = 34,7$. On calcule alors le pouvoir rotatoire du composé. C'est $[\alpha] = \frac{7640}{1,057 \times 34,7} = 208°$. Le corps dans l'eau pure donnerait 219. Il suffit par exemple de supposer que la combinaison de l'acide malique n'est pas tout à fait complète en présence de molybdate pour expliquer cette différence (1).

En résumé c'est fortuitement, parce que le molybdate d'Am ordinaire renferme à peu près Mo et Am dans les proportions 1/1 que la formation du composé est possible, que les grandes rotations sont observables et que la cristallisation réussit du premier coup pour la solution $P = 3$. On vérifie d'ailleurs que des solutions à concentration en molybdate très différentes de 3 déposent également le composé. Si l'excès de molybdate d'ammoniaque est très grand, le dépôt de sels acides devient très abondant. Au contraire des solutions à $P > 3$ donnent un résidu vitreux plus considérable.

V. — **Propriétés des dimolybdo malates.** — *Sel d'Am.* — C'est celui qui a été étudié avec le plus de détails ; on l'obtient en effet en très beaux cristaux. Ces cristaux ont été déterminés par M. Duffour.

Ils sont monocliniques, possèdent l'hémiédrie énantiomorphe : les faces les plus fréquentes sont p, $d^{1/2}$, $b^{1/2}$, h^1 et g^1 : les cristaux sont généralement aplatis suivant p, allongés suivant pg^1 ; clivage parfait suivant p.

Paramètres $a : b : c = 1,442 : 1 : 1,939$ $\beta = 97°46'$.

Le tableau ci-dessous donne les angles des normales aux faces.

	Observé	Calculé
ph^1 (001) (100)	82°14′	fond.
$pd^{1/2}$ (001) (111)	63°21′	63°11′
$pb^{1/2}$ (001) ($\bar{1}11$)	70°43′	70°43′
$h^1d^{1/2}$ (100) (111)	55°36′	fond.
$h^1b^{1/2}$ (100) ($\bar{1}11$)	60°51′	60°46′
$g^1d^{1/2}$ ($0\bar{1}0$) ($1\bar{1}1$)	42°50′	fond.
$g^1b^{1/2}$ ($0\bar{1}0$) ($\bar{1}\bar{1}1$)	39°10′	39°9′

(1) La formation des composés lévogyres réduit encore la proportion non combinée.

Comme on peut obtenir le corps en très gros échantillons, M. Longchambon a pu le tailler en lames perpendiculaires à l'un des axes et montrer qu'il possède un pouvoir rotatoire cristallin considérable ([1]).

J'ai préparé également à l'aide de l'acide malique droit le composé lévogyre. Il possède même forme cristalline ; la facette g^1 apparaît non répétée quand on purifie le corps par une deuxième cristallisation ; les cristaux sont symétriques de ceux obtenus avec l'acide malique gauche ([2]).

Conservés à l'abri de la lumière, les cristaux restent incolores ; une exposition prolongée les colore en vert, violet ou quelquefois orange. Les solutions subissent la même transformation, mais beaucoup plus rapide. En présence de quantités très faibles de réducteurs, elles se colorent en bleu (réduction de MoO^3).

Le pouvoir rotatoire a été étudié pour les 3 raies 5780, 5460 et 4360 Å à des concentrations variant de 1 à 40 ; il varie légèrement avec la concentration.

Ex. : *C*	1	2	5	10	20	30	40
$[\alpha]_{5780}$	206	210	213	218	219	220	220

A 1/200 près, $[\alpha]$ est constant de $C = 7$ à $C = 40$ (219°).

La dispersion rotatoire est constante dans l'intervalle étudié.

$$[\alpha]_{4360} : [\alpha]_{5780} = 2,26$$
$$[\alpha]_{5460} : [\alpha]_{5780} = 1,165.$$

Le corps renferme de l'eau de cristallisation ; on peut le chauffer jusqu'à 120° sans qu'il se décompose ([3]) ; il perd alors de l'eau : 0,165 g environ pour 2 g de sel (41 g pour 500). On peut en chasser NH^3 par une autre base. Le dosage de NH^3 ainsi dégagé par MgO a été fait plusieurs fois ; on a déterminé le poids de corps qui dégage 2 mol. NH^3 ; c'est 500 g (à 1/100 près).

De même le dosage du molybdène a été fait par M. Travers ([4]) ; le poids du composé qui contient 2 MoO^3 est 505 environ. Les deux procédés concordent pour assigner au dimolybdo-malate un poids moléculaire voisin de 500.

([1]) LONGCHAMBON. *C. R.*, t. **173** (1921), p. 89.

([2]) Cette préparation semble résoudre une question posée par FORSEN (*C. R.*, 24 janvier 1921) qui attribuait les forts pouvoirs rotatoires de Gernez à des isomères stéréochimiques de MoO^3. Il est manifeste que cette idée est inexacte.

([3]) On vérifie en dissolvant le produit séché dans l'eau que le pouvoir rotatoire n'a pas varié.

([4]) Successivement par les deux méthodes au sulfure et au chlorure titaneux.

La formule $(MoO^4)^2C^4O^4H^6Am^2 + 2H^2O$ rend compte de ces diverses mesures. Toutefois elle n'indique rien sur la constitution du corps, sur laquelle je pense revenir un jour.

Le composé est *très sensible à l'action des bases*. Si on réalise des solutions contenant, dans un volume donné, un poids constant du composé et des quantités variables d'ammoniaque ou de soude, la rotation mesurée sous une longueur donnée décroît quand on ajoute la base.

Ex. : 2 g sel et x cm³ NH^3 (titre 0,5 mol par l.) dans 50 cm³ ; mesures sous 2 dm, pour $\lambda = 5780$ Å.

x	0	1	2,5	10	15	20	25	30	35	40	45
α	17°7′	15°47′	13°48′	5°8′	2°4′	38′	+ 8′	+ 1′	— 7′	— 12′	— 19′

On arrive à des rotations lévogyres. Cet effet explique la descente rapide des courbes $[\alpha] = f(y)$ après le maximum. Nous y revenons un peu plus loin.

Le composé est également *très sensible à l'action des acides*. Une addition d'acide minéral comme SO^4H^2 diminue considérablement la rotation. Le composé est donc également détruit par les acides. L'étude détaillée de cette action a fourni des résultats intéressants qui paraîtront ultérieurement (1). La solution acidulée est beaucoup plus sensible à la lumière et aux réducteurs. C'est pour cette raison qu'il faut bien purifier le corps pour le conserver inaltéré.

Sel de Na. — Il est très soluble dans l'eau et n'a pu être obtenu qu'en cristaux trop petits pour être mesurés.

On peut le préparer de suite à l'aide du molybdate acide de Na : $Mo^7O^{24}Na^6 + 22H^2O$ étudié également par Gernez. La préparation est absolument parallèle à celle décrite plus haut pour le sel d'ammonium. La formation du composé sodique explique les variations du pouvoir rotatoire de l'acide malique par addition du molybdate acide de Na (2).

Le pouvoir rotatoire dépend également un peu de la concentration.

C	0,95	3	7,5	15	29,4
$[\alpha]_{5780}$	184,0	192,1	197,0	201,5	208,0

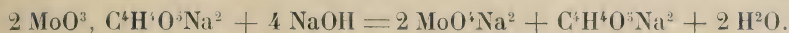
La dispersion, mesurée pour la concentration 30, coïncide avec celle du sel d'Am.

Le corps n'a pu être déshydraté sans décomposition à 100°.

(1) Voir déjà *C. R.*, 18 avril 1922.

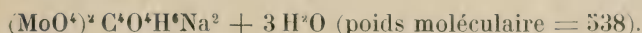
(2) Gernez. *C. R.*, t. **111**, p. 792.

On peut vérifier rapidement sa formule de la façon suivante : le sel est neutre à l'héliantine, mais acide à la phtaléine ; pour obtenir le virage de cet indicateur, il faut ajouter une quantité de NaOH facile à déterminer [1] : elle correspond à la démolition complète du corps en molybdate neutre de Na par la réaction.



$$2\ MoO^3,\ C^4H^4O^5Na^2 + 4\ NaOH = 2\ MoO^4Na^2 + C^4H^4O^5Na^2 + 2\ H^2O.$$

Le poids de sel qui exige 4 NaOH a été déterminé. C'est 545 environ, ce qui correspondrait à la formule



$$(MoO^4)^2\ C^4O^4H^6Na^2 + 3\ H^2O \text{ (poids moléculaire } = 538).$$

Le pouvoir rotatoire prévu par l'étude des courbes de neutralisation était environ 210 pour la combinaison $2MoO^3 + C^4H^6O^5 + 2NaOH$ ($P.M = 492$), ce qui correspondrait à $\frac{210 + 492}{538} = 193$ pour le sel hydraté; la concentration correspondante étant un peu inférieure à 3. Le tableau ci-dessus montre que la concordance n'est pas mauvaise.

Le sel de Na est décomposable comme on vient de le voir par les bases. Cette décomposition correspond à la chute rapide de la courbe $[\alpha] = f(y)$ pour $n = 2$ au delà du maximum. Cette chute est linéaire : il est facile de vérifier qu'elle est beaucoup trop rapide pour être expliquée par une décomposition complète en malate et molybdate neutre. Il est donc probable que la décomposition donne d'abord d'autres produits.

L'existence d'une cassure sur toutes les courbes de la figure 2 doit correspondre au fait suivant : la proportion de dimolybdo-malate formée passe par un maximum au delà duquel il y a décomposition par la soude supplémentaire. Par exemple, la courbe $n = 4$ tracée avec soin montre nettement la cassure pour $y = 3$. En ce point la solution contient $4\ MoO^3 + C^4H^6O^5 + 3\ NaOH$, ce qui suffit à former $[2\ MoO^3 . C^4H^6O^5Na^2]$ c'est-à-dire le dimolybdo-malate $+ (MoO^4)^2H^3Na$. Il faut admettre que l'acide molybdique en trop ne peut prendre qu'une molécule de NaOH pour $2MoO^3$: au delà de 1 molécule de NaOH supplémentaire, la soude décompose le sel double [2]. Cette idée concorde assez bien avec le fait que MoO^3 absorbe 2 NaOH en présence de phtaléine et seulement 1/2 NaOH en présence d'héliantine

[1] Si on fait la même opération sur le sel d'Am, il faut d'abord chasser NH^3 avec un excès de NaOH à chaud, puis neutraliser ensuite l'excès de NaOH. En présence de phtaléine, on obtient le mélange molybdate neutre. En présence d'héliantine, on obtient le dimolybdo-malate de Na.

[2] Quantitativement $4\ MoO^3 + C^4H^6O^5 + 3\ NaOH = 830$ grammes donnent une molécule (536 g) de composé à $(\alpha) = 210$, d'où pour le (α) calculé pour le tout $\frac{210 \times 538}{830} = 136°$. On lit 131 sur la courbe.

avant virage. Quoi qu'il en soit de ces spéculations que je développerai ailleurs, il faut retenir sur cet exemple très net qu'un point singulier dans la courbe qui représente une propriété physique n'indique pas forcément l'existence d'un composé défini. Il correspond ici nettement à l'entrée en scène d'une nouvelle réaction.

Sel de Ba. — J'ai préparé aussi le sel de Ba ; il est très bien cristallisé. Son étude est moins avancée ; il doit me servir à préparer par double décomposition les sels des autres métaux. J'avais particulièrement en vue en commençant ce travail l'obtention de corps colorés définis doués d'un fort pouvoir rotatoire. J'espère parler prochainement des résultats que les dimolybdo-malates donnent dans ce sens.

VI. **Étude du maximum lévogyre de la courbe II.** — Il correspond à peu près à $P = 0,47$ g ($\frac{1}{2630}$ mol.), soit 0,64 Mo pour $2C^4H^6O^5$. J'ai employé, pour étudier la formation de composés dans le voisinage de ces proportions, la même méthode que ci-dessus : étude polarimétrique de l'action d'une base sur des mélanges à proportions variables des 2 acides. Les résultats ressemblent tout à fait à ceux obtenus plus haut ; toutefois l'influence de la concentration est ici beaucoup plus importante.

Étant donné un mélange caractérisé par le rapport n défini ci-dessus, on prend une quantité déterminée du mélange, on ajoute des quantités variables de NaOH et on continue comme précédemment. La rotation sous 2 dm suit une marche caractéristique ; elle augmente, passe par un maximum, décroît, d'abord lentement, puis très rapidement. Si on calcule comme plus haut la quantité $[\alpha] = \frac{100\,\alpha}{8\,\Sigma p}$, la courbe $[\alpha] = f(y)$ se compose presque toujours de 3 segments de droite se coupant en 2 points anguleux. Les rotations α et les $[\alpha]$ varient avec la concentration c'est-à-dire le poids du mélange d'acides mis dans 100 cm^3 : elles augmentent avec ce poids et tendent vers une limite pour les fortes concentrations (de l'ordre de 30). Il est donc indiqué de comparer les résultats obtenus à ces fortes concentrations. Le tableau 2 indique des valeurs des rotations α_{5780} sous 2 dm et $[\alpha]_{5780}$ obtenues dans ce cas.

Les solutions contiennent toutes 25/1000 d'acide malique, la quantité calculée de MoO^3 et des quantités croissantes de NaOH dans 25 cm^3. Les rotations mesurées sont toutes négatives ; le signe a été supprimé. $\Sigma p = (MoO^3) + (C^4H^6O^5) + (NaOH)$. Les y désignent comme ci-dessus les 1/1000 NaOH pour 1/1000 d'acide malique.

TABLEAU II.

$n=0,572$	y	0,62	0,82	0,925	1,03	1,44	1,65	2,06	2,26		
	α	11°32′	12°44′	15°42′	19°35′	20°12′	21°1′	21°20′	18°18′		
	[α]	24,4	25,8	31,2	38,4	37,2	37,5	36,1	30,1		
$n=0,500$	y	0,69	0,92	1,15	1,38	1,74	2,07	2,30	2,53		
	α	17°54′	24°10′	27°51′	27°11′	26°6′	22°39′	15°19′	6°51′		
	[α]	38,35	50,8	56,6	52,4	47,0	39,5	25,85	11,2		
$n=0,426$	y	0,42	0,63	0,84	0,95	1,06	1,48	1,69	1,90	2,11	2,32
	α	16°13′	19°50′	26°31′	27°51′	27°35′	27°18′	27°23′	26°40′	17°50′	9°28′
	[α]	37,6	44,3	57,0	57,2	57,0	52,8	51,3	48,4	31,3	16,1
$n=0,355$	y	0,63	0,735	0,84	1,06	1,48	1,69	1,90	2,02		
	α	21°26′	22°31′	22°42′	23°8′	23°27′	23°55′	23°14′	16°20′		
	[α]	49,8	51,3	50,7	49,7	47,2	46,2	43,5	30,0		

Pour donner une idée de la variation avec la concentration, nous indiquerons une série de mesures faites pour $n=0,5$, mais avec 5/1000 d'acide seulement dans 25 cm³.

$n=0,500$ $C=1/5$ de la précédente.

y	0,63	0,84	0,945	1,05	1,47	1,89	2,00	2,10	2,315	2,52
α	2°43′	3°55′	4°47′	5°9′	4°42′	4°6′	3°53′	3°48	3°7′	2°3′
[α]	29,0	40,8	49,2	51,9	44,3	36,4	34,05	32,75	26,05	16,7

Les courbes de la figure 3 représentent ces résultats. La courbe en pointillé est relative à la faible concentration [1]. On voit, en construisant la courbe des [α] max. en fonction de n que cette courbe présente un maximum net pour $n=0,50$; de plus, à ce moment, $y=1$. Il est donc extrêmement vraisemblable que le premier point anguleux de la courbe $n=0,5$

[1] La courbe $n=0,426$ a été soigneusement vérifiée, la courbure n'est pas douteuse.

correspond à la formation d'un composé (1) $MoO^3,2C^4H^6O^5,2NaOH$, c'est-à-dire d'une combinaison de MoO^3 avec 2 molécules de malate acide de Na.

D'autre part, la courbe de [α] présente pour $n = 0,50$ une deuxième cassure pour $y = 2$, etc., ce qui rend très probable l'existence d'un deuxième composé (2) MoO^3, $2C^4H^6O^5$, 4 NaOH, c'est-à-dire d'une combinaison de MoO^3 avec 2 molécules de malate neutre de Na.

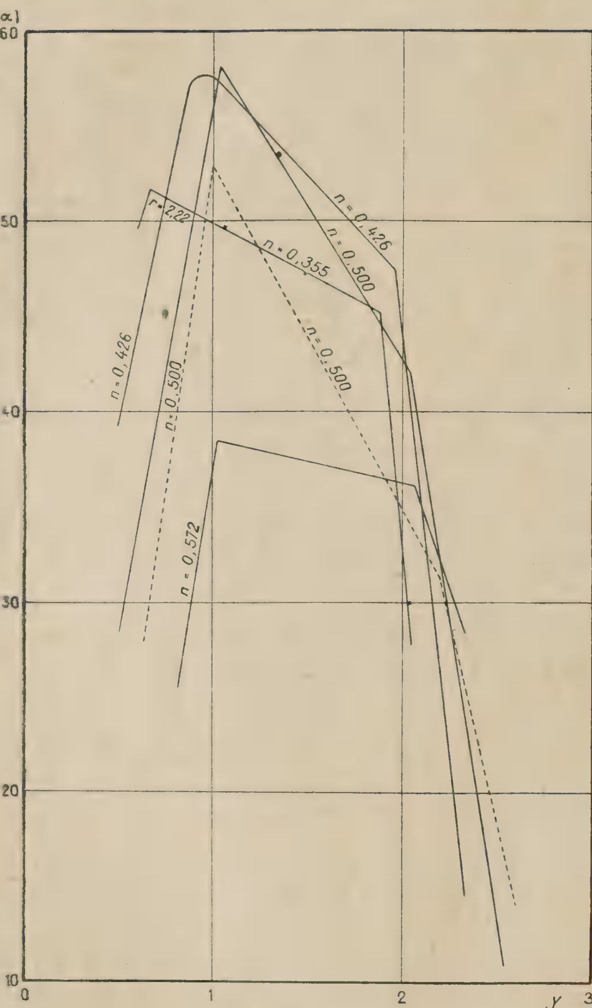


Fig. 3.

L'allure même des courbes de [α] montre que ce deuxième composé serait hydrolysé en solution étendue (la cassure disparaît totalement aux faibles concentrations) ; il se forme en quantité plus grande en présence d'un excès de malate neutre de Na.

Le mélange des 2 acides et de la soude dans les proportions (1), évaporé, cristallise. Les cristaux sont très petits. Recristallisés et séchés, ils donnent pour $C = 20$;

$$[\alpha]_{578} = -55°,1.$$

On peut vérifier la composition du produit (1) de la façon suivante : à une quantité fixe de sel, on ajoute des quantités variables de NaOH, on complète au même volume avec de l'eau, on mesure la rotation ; [α] mesuré décroît d'abord lentement, puis la courbe présente une cassure brusque au delà de laquelle la variation est rapide ([1]). Elle a lieu par l'addition de 2 NaOH pour 1 molécule de (1) c'est-à-dire correspond à la formation de (2). A ce

([1]) On reproduit en somme la fin des courbes (α) $= f(y)$ à partir du 1er maximum.

moment la solution évaporée laisse déposer le composé (2). Il est également en cristaux très petits.

J'ai préparé ainsi les sels de K et Am. Je donne quelques détails sur les composés d'Am dont les propriétés doivent nous expliquer la courbe de Gernez.

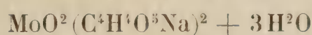
Le mélange de 1 molécule de molybdate ($7MoO^3.3Am^2O$) et de 14 molécules d'acide malique contient seulement 6 Am. Pour préparer (1) il en faut 14, on ajoute donc $8NH^3$ au mélange. Si on a dissous le molybdate et l'acide dans très peu d'eau, le composé cristallise de suite. Purifié et séché, il donne pour $C = 20$; $[\alpha]_{5780} = -66°$.

Le composé neutre se prépare de même ; son pouvoir rotatoire varie nettement avec la concentration $[\alpha]_{5780} = -62,3$ pour $C = 20$. La dispersion est 2,18 pour $\lambda = 4360$ Å.

Tous ces composés sont sensibles à l'action des bases qui les scindent complètement en molybdates et malates neutres. De même les acides font varier leur pouvoir rotatoire.

J'étudierai ces actions ailleurs.

Tous ces sels peuvent s'appeler *molybdo-dimalates*. Les sels de la série (1) semblent avoir été préparés par Henderson. Cet auteur les obtenait en dissolvant à l'ébullition MoO^2 dans les malates acides ([1]). Il attribue aux 2 sels de Na et K les compositions



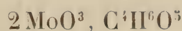
$$MoO^2(C^4H^4O^5Na)^2 + 3H^2O$$



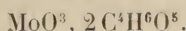
$$MoO^2(C^4H^4O^5K)^2 + 2H^2O$$

celui d'Am s'est montré difficile à purifier. La méthode ci-dessus le donne à froid. Henderson n'a pas mesuré les pouvoirs rotatoires. J'ai vérifié que sa méthode donne effectivement pour le potassium le même composé que celui obtenu à froid ; il est seulement assez coloré par réduction de MoO^3.

Acides molybdo-maliques. — A tous ces sels doivent correspondre 2 acides ayant approximativement les compositions



$$2MoO^3, C^4H^6O^5$$



$$MoO^3, 2C^4H^6O^5.$$

La méthode polarimétrique s'applique de suite à l'étude des mélanges des acides ; j'ai fait cette étude : elle trouvera place ailleurs. Je signale simplement ici que l'influence de la concentration sur la rotation d'un mélange donné est énorme ; il est impossible de tirer aucune conclusion des mesures faites à une concentration donnée. On voit au contraire assez

([1]) Henderson, *Chem. Soc.*, t. **75** (1899), p. 548.

nettement que les plus fortes rotations droites sont réalisées vers $n = 2$, le pouvoir rotatoire étant 40 environ pour le jaune et la dispersion 2,26, pour le bleu. On trouve également de fortes rotations lévogyres vers $n = 0.3 — 0.5$ avec dispersion 2.16. C'est plutôt l'étude des sels qui doit faire admettre l'existence des 2 acides [1]. Je n'ai pas réussi à faire cristalliser ces derniers.

VII. **Explication du maximum lévogyre de Gernez.** — Quand on ajoute peu de molybdate d'Am à l'acide malique, il y a mise en liberté d'acide molybdique, puis équilibre entre les 3 constituants, donc formation à la fois de l'acide molybdo-dimalique et du sel (1) au moins, d'où l'augmentation de rotation. Le mélange qui contient $2C^4H^6O^5$ pour MoO^3 contient trop peu d'ammoniaque pour donner le sel (1) pur; la rotation maxima atteinte correspond probablement à un mélange de l'acide et d'au moins un sel, d'où l'insuccès des cristallisations. Celles-ci réussissent au contraire si, au lieu d'acide malique, on emploie le malate acide d'Am, dont les mélanges avec le molybdate d'Am dessinent une courbe analogue à la courbe II de Gernez. Le maximum lévogyre de cette nouvelle courbe est $[\alpha]_{5780} = -51°,8$ (2,5 g malate acide, 1 g molybdate dans 25 cm^3). La solution cristallise et donne un mélange des 2 sels (1) et (2).

VIII. **Y a-t-il des combinaisons intermédiaires entre $n = 2$ et $n = 0.5$?** — Il faut se méfier des interprétations trop hâtives. Une cassure dans une courbe n'indique pas forcément l'existence d'un composé défini. Si on détermine la dispersion rotatoire des mélanges compris entre $n = 2$ et $n = 0.5$ cette dispersion prend bien des valeurs intermédiaires entre celle des deux genres de composés. Par exemple, au voisinage des rotations nulles pour $\lambda = 5780$, on obtient des valeurs du rapport $[\alpha]_{4360} : [\alpha]_{5780}$ très supérieures aux valeurs normales. L'étude polarimétrique ne donne aucune indication sur l'existence d'autres combinaisons que celles signalées: les propriétés des mélanges intermédiaires s'expliquent en admettant qu'ils renferment seulement les composés signalés.

Les résidus de cristallisation du dimolybdo-malate d'Am préparé par le malate acide sont très fortement lévogyres et semblent constitués par les sels de l'acide molybdo-dimalique. De même l'étude de la formation du dimolybdo-malate n'a pas révélé l'existence d'un sel monoammonique, les essais directs de préparation n'ont pas réussi.

[1] Je n'emploie pas l'expression complexe, le molybdène n'est que faiblement dissimulé dans ces corps.

Manuscrit reçu le 12 mai 1922.

UN ESSAI POUR DÉCELER L'ASYMÉTRIE ET L'ORIENTATION DES ÉLECTRONS DE CONDUCTIBILITÉ MÉTALLIQUE

Par L.-A. WELO

Les propriétés de l'électron magnétique ou annulaire tel qu'il a été imaginé par Parson [1] ont été étudiées au point de vue théorique par Webster [2] et Allen [3]. Une confirmation expérimentale de son existence a été cherchée surtout par A. H. Compton.

Il obtint une preuve positive indirecte en trouvant que les courbes théoriques pour la dispersion des rayons γ et des rayons X très durs s'accordent mieux avec les courbes expérimentales si l'on suppose un électron annulaire de grand rayon au lieu de la charge ponctuelle ordinaire. Dans une publication récente [4], il a décrit une méthode plus directe dans laquelle les électrons d'un écran absorbant de fer sont supposés avoir été orientés par un champ magnétique.

L'absorption des rayons γ très pénétrants était examinée dans les deux directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique.

La différence de l'absorption entre le fer aimanté et non aimanté a été trouvée plus petite que 0,03 pour 100, ce qu'il considère comme un résultat complètement négatif.

Ce résultat négatif ne peut pas être accepté néanmoins comme définitif. Puisque le champ magnétique produit par l'électron annulaire lui-même est environ 2 000 fois plus grand que tout champ magnétique extérieur réalisable, il est tout à fait probable que les actions mutuelles des électrons à l'intérieur de l'atome rendent impossible toute modification appréciable de leur orientation par des actions magnétiques extérieures. Il semble intéressant d'essayer d'autres procédés pour agir sur cette orientation. Les électrons de conductibilité métallique, qui sont libres au moins momentanément, offrent une telle possibilité. Nous admettrons qu'ils se meuvent suivant certains chemins ou canaux comme il a été supposé par Wien [5] et Bridgman [6]. Un gros électron annulaire se mouvant dans un tel canal éprouvera des collisions contre ses bords. Si les collisions sont suffisamment fréquentes, comme elles le seraient même avec une très petite vitesse de translation, il est probable que l'anneau orientera son plan perpendiculairement au canal d'une manière analogue au cas hydrodynamique d'une surface plane annulaire se mouvant à travers un liquide.

(1) *Smithsonian miscellaneous collections*, nov. 1915.
(2) *Amér. Acad.*, janv. 1915.
(3) *Phil. Mag.*, t. **41** (1921), p. 113.
(4) *Phys. Rev.*, t. **17** (1921), p. 38.
(5) *Columbia Lectures*, 1913.
(6) *Phys. Rev.*, t. **17** (1921), p. 161 et t. **19** (1922), p. 114.

Admettons les valeurs usuelles; si a est le rayon de l'électron annulaire et λ la longueur d'onde des rayons γ très pénétrants, on a $a = 1,85 \times 10^{-10}$ cm et $\lambda = 2.0 \times 10^{-10}$ cm respectivement. Examinons ce que deviendront les rayons γ traversant un métal qui commence brusquement à conduire un courant dans une *direction perpendiculaire à celle des rayons.*

D'après les considérations précédentes, les électrons libres de conductibilité ne sont plus orientés au hasard, mais placent leur plan parallèlement aux rayons. L'absorption, due à l'énergie totale cédée aux électrons

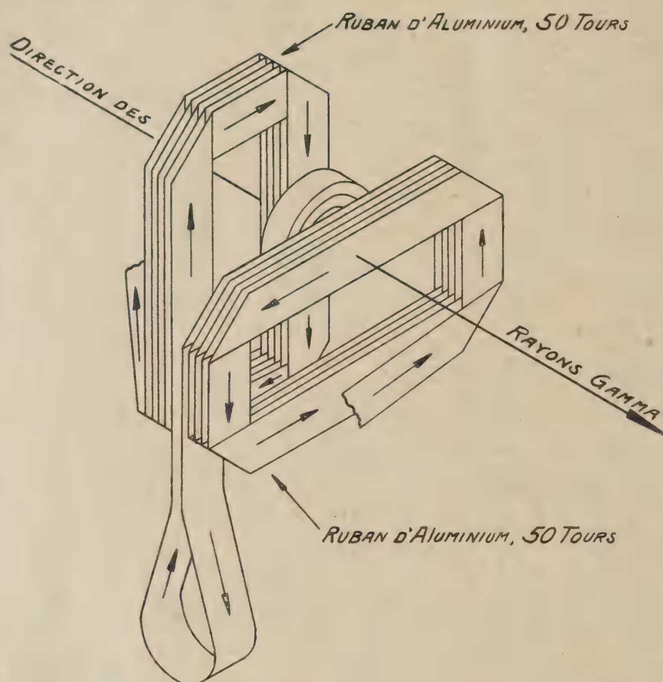


Fig. 1.

par le rayonnement, diminuera puisque aucun des électrons de conductibilité n'a son plan perpendiculaire aux rayons, ce qui est l'orientation la plus favorable pour prendre la plus grande accélération possible, puisque alors les différentes parties de l'électron sont sollicitées avec la même phase par le champ électrique présent dans le rayonnement.

Puisque la radiation est de longueur d'onde comparable aux dimensions de l'électron lui-même, il est probable que des vibrations internes de l'électron sont provoquées. Pour l'absorption due à ces vibrations internes, j'ai supposé que l'absorption des électrons orientés par un courant perpendiculaire aux rayons était sélective en ce qui concerne l'azimuth de la vibration. En conséquence la radiation transmise doit être polarisée.

Pour soumettre ces hypothèses au contrôle de l'expérience, pendant un séjour à Paris, j'ai disposé le milieu absorbant conducteur en deux parties dont l'une peut être appelée le polariseur et l'autre l'analyseur. Comme le montre la figure 1, elles sont montées sur deux cercles coaxiaux qui peuvent tourner l'un dans l'autre, permettant les observations avec des courants parallèles ou opposés aussi bien qu'avec des courants croisés. Pour permettre d'obtenir de hautes densités de courant avec des courants relativement faibles, chaque partie était constituée par 50 tours de ruban d'aluminium de 2 cm de large et 0,03 cm d'épaisseur. L'épaisseur totale d'aluminium traversée par les rayons était donc 3,0 cm. Puisque les expériences étaient toutes faites avec un courant de 34 ampères à travers le polariseur

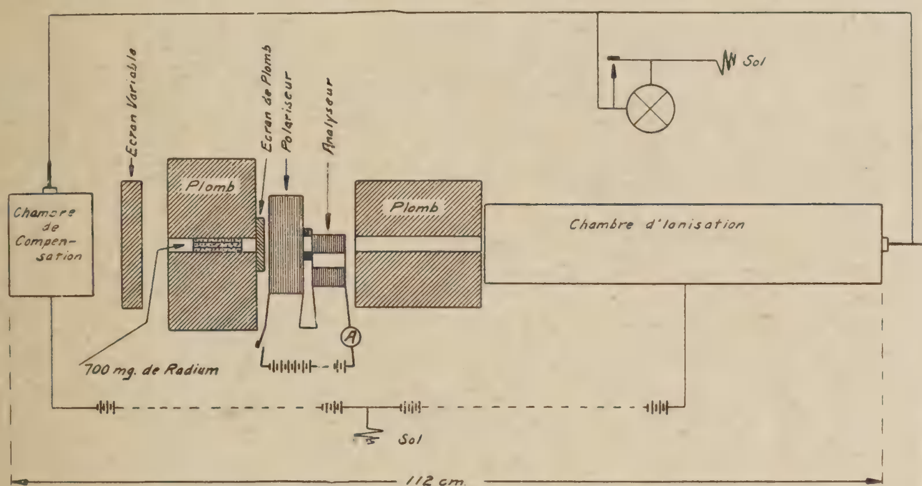


Fig. 2.

et l'analyseur mis en série, la densité du courant était $\frac{34}{2 \times 0,03} = 567$ ampères par cm². La figure n'indique pas l'isolement en papier paraffiné entre chaque tour d'aluminium. L'épaisseur totale de papier paraffiné était 1,9 cm.

Le polariseur-analyseur, la source de rayons γ et les appareils auxiliaires étaient disposés comme le montre la figure 2, qui indique les dimensions et les positions relatives des différentes parties.

La source de rayons était formée par 7 tubes, contenant chacun 100 mg de radium-élément, réunis en un faisceau et insérés dans une cavité d'un bloc de plomb. Avant de traverser le polariseur-analyseur les rayons passaient à travers un écran de plomb de 0,9 cm d'épaisseur pour éliminer les longueurs d'onde plus grandes que 2×10^{-10} cm.

Pour être sûr que tous les rayons entrant dans la chambre d'ionisation

avaient d'abord passé à travers le polariseur-analyseur qui était large de 2 cm, un grand bloc de plomb percé d'un canal ayant un peu moins de 1,8 cm de diamètre était placé coaxialement devant la chambre d'ionisation.

L'axe de la chambre d'ionisation était déplacé de manière que les rayons passent entre les parois de la chambre et l'électrode centrale. La méthode d'observation consistait à équilibrer les courants d'ionisation dans deux chambres quand aucun courant ne circulait dans le circuit polariseur-analyseur.

Ceci était obtenu en ajustant un écran variable entre la source de rayons et la chambre de compensation. Si l'effet à observer existait, il devait se manifester par une perturbation de la compensation dès que le circuit polariseur analyseur était fermé. Il serait mesuré par la vitesse du mouvement de l'aiguille électrométrique. L'électromètre employé avait une sensibilité de 1 400 mm par volt.

Un ensemble de 33 expériences fut fait avec des résultats classés comme il suit :

Aucun effet	22
Effet douteux	6
Petit effet	5

Malgré toutes les précautions, il y eut toujours de petites fluctuations dans la compensation, mises en évidence par de légers mouvements irréguliers de l'aiguille de l'électromètre. Il est probable que, dans les cas ou de petits effets ont été observés, la fluctuation de l'aiguille coïncidait avec la fermeture du circuit du polariseur analyseur et les cinq expériences où l'on vit de petits effets peuvent par suite être classées comme douteuses. Le résultat net est par conséquent négatif et l'effet, s'il existe, est plus faible que celui décelable par les moyens employés.

Nous calculerons la valeur minima de l'effet observable dans les conditions de l'expérience. Il est évident qu'aucun effet de l'espèce envisagée ne peut être observé avec certitude s'il est plus petit qu'un autre effet introduit dans l'opération et s'il est masqué par lui dès que le courant circule dans le polariseur-analyseur. Un tel effet est celui de la température. Il fut observé, en fait, que la compensation entre les deux chambres d'ionisation était perturbée de manière que l'électromètre déviait d'une division en 25 secondes par suite de l'échauffement dû au passage du courant.

Le courant d'ionisation non compensé (I_0) sans le polariseur-analyseur n'était pas mesuré mais pouvait être calculé puisque le courant (I) avec le

polariseur-analyseur sur le parcours des rayons était mesuré et trouvé de 19,1 divisions par seconde

$$I = I_0 \, e^{-(\mu_a l_a + \mu_p l_p)}$$

où les indices a et p sont relatifs à l'aluminium et à la paraffine dont le système absorbant est composé. En prenant $\mu_a = 0.111$ et $\mu_p = 0,042$ et les valeurs données de l_a et l_p, nous avons

$$I_0 = 28,8 \text{ divisions par seconde.}$$

La variation de courant due à l'absorption dans l'aluminium seul est I_a

$$I_a = I_0 \left(1 - e^{-\mu_a l_a}\right) = 8,15 \text{ div. par sec.}$$

Avec cette absorption dans l'aluminium nous avons à comparer la variation de l'absorption dans l'aluminium et la paraffine réunis, due à l'accroissement de température. Pendant le passage du courant dans le ruban d'aluminium la température s'élevait jusqu'au point de fusion de la paraffine. Puisque le dégagement de chaleur fondait une partie de la paraffine on peut considérer que vingt degrés représentent l'accroissement de température pendant l'expérience. Il est regrettable qu'on ait employé la paraffine. Je ne savais pas, au moment où l'appareil fut construit, que la paraffine avait un coefficient de dilatation aussi extraordinairement grand.

L'ionisation I_{ap} absorbée simultanément dans l'aluminium et la paraffine du polariseur-analyseur à la température θ plus élevée est

$$I_{ap} = I_0 \left[1 - e^{-\left\{\mu_a l_a (1 - 2\alpha\theta) + \mu_p l_p [1 - (\gamma\alpha + \beta + \delta)\theta]\right\}}\right]$$

Les termes contenant les carrés et produits de α, β et δ ont été négligés; α est le coefficient de dilatation linéaire de l'aluminium et β est le coefficient de dilatation en volume de la paraffine; δ est le coefficient de dilatation cubique équivalent à la fusion, c'est-à-dire celui qui, pour l'intervalle de température de 20°C donnerait une variation de volume égale à celle qui se produit pendant la fusion. Dans les tables, on trouve une valeur de $\frac{\Delta V}{V}$ à la fusion qui est $+ 0,005$, en sorte que $\delta = \frac{+0,005}{20} = + 0.00025$.

Le quotient $\gamma = \frac{l}{l_p}$ est introduit en considérant qu'il se produit une diminution d'épaisseur de la paraffine égale à l'accroissement d'épaisseur de l'aluminium puisque la paraffine, étant fondue, se trouve nécessairement chassée. Le coefficient de température d'absorption du polariseur

analyseur devient

$$\frac{d I_{ap}}{d\theta} = -[2\alpha \mu_a l_a + (\gamma\alpha + \beta + \delta)\mu_p l_p]$$

$$\times I_0 \, e^{-\{\mu_a l_a (1 - 2\alpha\theta) + \mu_p l_p [1 - (\gamma\alpha + \beta + \delta)\theta]\}}$$

En introduisant les valeurs numériques indiquées antérieurement et prenant $\alpha = 23{,}1 \times 10^{-6}$, $\beta = 588 \times 10^{-6}$ et en remarquant que le facteur exponentiel est approximativement $e^{-(\mu_a l_a + \mu_p l_p)}$, nous obtenons

$$\frac{d I_{ap}}{d\theta} = -\ 0{,}00163 \text{ divisions par seconde et par degré.}$$

Pour la variation de température fixée à 20° la variation de l'absorption est

$$\Delta I_{ap} = 20 \times 0{,}00\,163 = 0{,}0326 \text{ divisions par seconde.}$$

La valeur minima de l'effet observable dans l'expérience était donc

$$\frac{\Delta I_{ap}}{I_a} = \frac{0{,}0326}{8.15} = \frac{1}{250}$$

soit un deux cent cinquantième.

On peut sans doute penser que le nombre d'électrons libres de conductibilité est beaucoup trop faible pour donner un effet mesurable même si l'action polarisante de chaque électron est complète.

L'équation de conduction $i = Nev$ ne donne pas de renseignements à ce sujet. Nous connaissons le produit Nv, mais rien de certain sur chaque facteur seul. Une limite supérieure de N serait probablement un électron par atome, donnant, pour le maximum d'effet à observer dans le cas présent,

$$\frac{8{,}15}{13} = 0{,}626 \text{ divisions par seconde}$$

c'est encore 19 fois le minimum observable de 0,0326 divisions par seconde.

Un résultat positif aurait évidemment une grande importance aussi bien au point de vue du mécanisme de la conduction métallique qu'à celui de la structure de l'électron.

Je tiens à exprimer mes remerciements à M[me] Curie pour son autorisation de travailler à l'Institut du radium et pour la façon très bienveillante dont je fus aidé et pourvu des appareils nécessaires pour mener à bien ces recherches.

Manuscrit reçu le 10 octobre 1922.

SUR UNE ANOMALIE DANS LA DÉCROISSANCE DE L'ÉMANATION DU RADIUM EN PRÉSENCE DE SON DÉPOT ACTIF

Par François BÉHOUNEK.

Dans son travail [1] sur la détermination de la constante radioactive de l'émanation du radium, Mme Curie a signalé une anomalie dans la décroissance de cette émanation en présence de son dépôt actif. La courbe du logarithme de l'intensité du courant d'ionisation en fonction du temps, au lieu d'être rigoureusement rectiligne après que le régime d'équilibre a été atteint, descend de plus en plus rapidement, entre trois et vingt heures après la prise de l'émanation, passe par un point d'inflexion et ne prend qu'ensuite la pente constante prévue par la théorie.

Le but du présent travail était de déterminer la position exacte du point d'inflexion correspondant à cette anomalie et de trouver les conditions dont dépend son existence.

La méthode de mesure était celle des électrodes intérieures décrites par Mme Curie [1]. La chambre d'ionisation était un vase cylindrique ayant les dimensions suivantes : diamètre intérieur du cylindre 16,7 cm, hauteur 12,5 cm, longueur de l'électrode centrale 11,5 cm, diamètre de cette électrode 0,3 cm ; le volume du condensateur était de 440 cm³.

On a employé l'émanation produite par la solution contenue dans un ou plusieurs barboteurs [2] ; cette émanation était aspirée dans un vase clos préalablement évacué et introduite directement dans le condensateur qui était réuni au dispositif de mesure et maintenu sous une tension de 800 volts environ.

Cette tension était suffisante pour obtenir le courant de saturation avec la petite quantité d'émanation employée.

L'émanation a été soigneusement séchée sur du chlorure de calcium et filtrée sur du coton de verre avant d'être introduite dans le récipient et une seconde fois avant d'être introduite dans le condensateur.

L'emploi de ce récipient intermédiaire permet de réaliser une prise instantanée, dans le condensateur ; après que l'émanation est passée dans le condensateur on laisse immédiatement entrer de l'air sec et filtré à travers le récipient. On balaie ainsi l'émanation qui est restée dans le récipient et on remplit en même temps le condensateur sous la pression atmosphérique. Toute cette opération, prise de l'émanation et remplissage par l'air demande un temps inférieur à huit secondes, tandis que le remplissage du récipient par barbotage à travers la solution demande un

(1) *Le Radium*, (1910), p. 34.

(2) La quantité d'émanation employée variait entre $0,5.10^{-6}$ et 1.10^{-8} Curie.

temps beaucoup plus considérable. Grâce à cet artifice on a une origine bien définie pour le temps pendant lequel l'émanation introduite évolue dans le condensateur.

Le dispositif de mesure comprenait un électromètre à quadrants et un quartz piezo-électrique; il permettait d'obtenir une précision de 0,5 pour 100 d'autant plus facilement que la décroissance lente de l'émanation permettait d'effectuer plusieurs mesures et d'en prendre la moyenne arithmétique pour obtenir un point de la courbe.

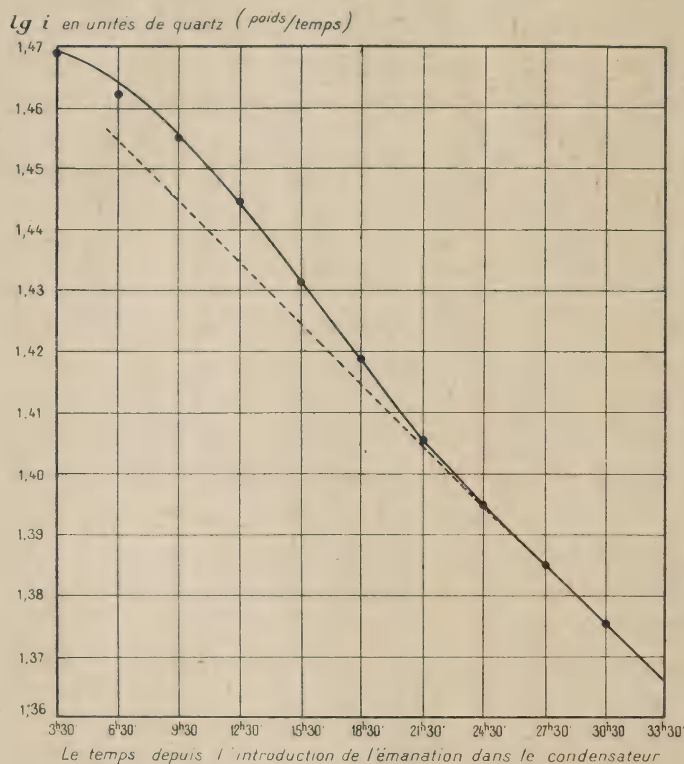


Fig. 1.

Une série d'expériences effectuées sur l'émanation mélangée à l'air sous la pression atmosphérique et avec une électrisation *négative* de la paroi du condensateur a donné des courbes dont l'une est représentée par la figure 1. Les données numériques correspondantes sont contenues dans le tableau I.

Cette courbe présente nettement, après quatre heures, une décroissance de plus en plus rapide avec un point d'inflexion entre 18 h 30 m et 21 h 30 m. Elle se raccorde avec la ligne droite qui la termine entre

24 h 30 m et 27 h 30 m ; au bout de ce temps on observe une diminution régulière du logarithme décimal de l'intensité du courant, de l'ordre de 0,00326 par heure. Par contre, dans la région de la courbe comprise entre 4 h et 22 h cette décroissance est en moyenne de 0,00347 par heure.

Tableau I

TEMPS COMPTÉ DEPUIS LA PRISE DE L'ÉMANATION	LOGARITHME DÉCIMAL DU COURANT D'IONISATION EN UNITÉS DU QUARTZ	DIMINUTION DU LOGARITHME DÉCIMAL
3 h 30 m	1,4693	
		0,0064
6 h 30 m	1,4629	
		0,0080
9 h 30 m	1,4549	
		0,0113
12 h 30 m	1,4436	
		0,0123
15 h 30 m	1,4313	
		0,0123
18 h 30 m	1,4190	
		0,0122
21 h 30 m	1,4068	
	Moyenne pour une heure	0,00347
		0,0110
24 h 30 m	1,3958	
		0,0098
27 h 30 m	1,3860	
		0,0098
30 h 30 m	1,3762	

Si l'on prolonge la ligne droite qui représente la décroissance après vingt-huit heures, elle donne pour les abscisses inférieures un courant d'ionisation plus faible que celui de la courbe expérimentale. Si l'on compare les deux valeurs pour le temps $t = 9$ h 30 m on trouve une différence égale à 2,4 pour 100 du courant d'ionisation; cette différence est encore plus élevée au moment du maximum d'intensité du courant c'est-à-dire pour $t = 4$ h.

Pour voir l'influence du champ électrique sur le phénomène étudié j'ai renversé le sens de la différence de potentiel et électrisé positivement la paroi du condensateur.

Le phénomène a présenté cette fois une allure opposée à celle qu'on observe pour une électrisation négative de la paroi.

La courbe relative à cette série d'expériences est représentée par la figure 2 et les données correspondantes figurent au tableau II.

TABLEAU II

TEMPS COMPTÉ DEPUIS LA PRISE DE L'ÉMANATION	LOGARITHME DÉCIMAL DE L'INTENSITÉ DU COURANT EN UNITÉ DU QUARTZ	DIMINUTION DU LOGARITHME DÉCIMAL
3 h 30 m	1,2375	
		0,0120
6 h 30 m	1,2255	
		109
9 h 30 m	1,2146	
		98
12 h 30 m	1,2048	
		93
15 h 30 m	1,1955	
		85
18 h 30 m	1,1870	
		87
21 h 30 m	1,1783	
	Moyenne pour une heure	0,00329
		88
24 h 30 m	1,1695	
		95
27 h 30 m	1,1600	
		98
30 h 30 m	1,1502	

L'inflexion se produit maintenant en sens opposé et la différence entre la courbe et la ligne droite qui la termine est un peu moins marquée que dans le cas précédent.

La décroissance moyenne du logarithme décimal par heure est égale à 0,00329 c'est-à-dire presque égale à ce qui correspond au régime permanent.

Le point d'inflexion est situé un peu plus loin que dans le cas de l'électrisation négative, vers 21 h 30 m.

Le phénomène observé semble varier beaucoup avec la pression du gaz mélangé à l'émanation. Ainsi j'ai trouvé que l'anomalie était bien moins marquée sous la pression de 10,5 cm de mercure, étant presque réduite à l'ordre des erreurs d'observation.

Le phénomène dépend également, au point de vue quantitatif, des dimensions du condensateur employé.

J'ai effectué une série de mesures avec un condensateur semblable

au précédent mais de dimensions plus grandes : hauteur 26 cm, diamètre intérieur 12 cm, diamètre de l'électrode 0,3 cm et volume égal à 2. 8 litres.

Pour une électrisation négative de la paroi l'anomalie ressemble à celle de la figure 1 tout en étant plus accentuée. Pour le temps $t = 9$ h 30 m la différence entre la courbe et le prolongement de la droite terminale atteint environ 3.5 pour 100 de l'ordonnée.

L'abscisse du point d'inflexion n'est pas sensiblement modifiée.

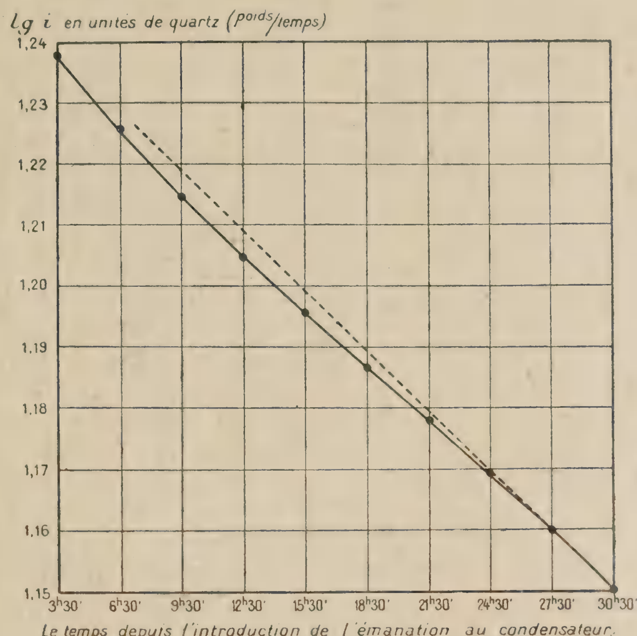


Fig. 2.

La méthode de mesure employée dans les expériences précédentes utilise l'ionisation par les rayons α. J'ai effectué ensuite des mesures en utilisant uniquement les rayons pénétrants (β et γ) par la méthode dite des électrodes extérieures. Une certaine quantité d'émanation (de 6 à 9 millicuries) a été concentrée par les procédés habituels dans une aiguille en verre de 3 cm de longueur et 0.3 mm de diamètre. Cette aiguille a été introduite suivant l'axe d'un condensateur cylindrique dont l'électrode intérieure était reliée à l'électromètre. L'aiguille placée à l'intérieur de cette électrode est soustraite à l'action du champ électrique. La ligne qui représente la variation en fonction du temps du logarithme du courant de saturation devient rigoureusement rectiligne au bout de 4 h 30 m dans la limite des erreurs d'expérience et descend à raison de 0,00324 par heure. La courbe obtenue se montre d'ailleurs indépendante du signe de la charge et de la pression dans le condensateur.

Le phénomène étudié se trouve ainsi limité au cas où l'émanation mélangée au dépôt actif est soumise à l'action du champ électrique, c'est-à-dire au cas de la mesure par la méthode des rayons α, ce qui élimine l'hypothèse d'un terme inconnu dans la série des transformations radioactives ultérieures de l'émanation.

Étant donné qu'on ne peut pas admettre l'hypothèse d'une influence du champ électrique sur les transformations radioactives des substances présentes, il est nécessaire d'invoquer, pour expliquer l'anomalie observée, une influence du champ électrique sur la distribution du dépôt actif et sur l'ionisation que celui-ci produit, en même temps que l'émanation, dans un vase clos tel que les condensateurs employés.

Voyons d'abord ce que prévoit la théorie pour l'importance relative des courants d'ionisation produits respectivement par l'émanation et par les dépôts actifs. Nous sommes ici dans le cas classique d'une substance à vie relativement longue, l'émanation, et de trois substances consécutives (radium A, B et C) dont la vie est courte par rapport à la première.

Si l'on considère seulement le radium C qui est le produit le plus important dans le cas actuel, son rapport à l'émanation (en molécules présentes) est donné en fonction du temps par les équations suivantes [1].

$$\frac{Ra\,C}{Ra\,Em_0} = \lambda_e \lambda_a \lambda_b \left[\frac{e^{-\lambda_e t}}{(\lambda_a - \lambda_e)(\lambda_b - \lambda_e)(\lambda_c - \lambda_e)} + \frac{e^{-\lambda_a t}}{(\lambda_e - \lambda_a)(\lambda_b - \lambda_a)(\lambda_c - \lambda_a)} + \frac{e^{-\lambda_b t}}{(\lambda_e - \lambda_b)(\lambda_a - \lambda_b)(\lambda_c - \lambda_b)} + \frac{e^{-\lambda_c t}}{(\lambda_e - \lambda_c)(\lambda_a - \lambda_c)(\lambda_b - \lambda_c)} \right]$$

et

$$\frac{Ra\,Em}{Ra\,Em_0} = e^{-\lambda_e t}$$

où λ_e, λ_a, λ_b, λ_c, sont les constantes radioactives pour l'émanation et les radiums A, B et C respectivement; *Ra Em*, *Ra C*, les nombres de molécules d'émanation et de radium C à un certain instant *t*, et $Ra\,Em_0$ la quantité d'émanation introduite à l'instant zéro.

Il est commode de considérer plus particulièrement le rapport $\frac{\lambda_c\,Ra\,C}{\lambda_e\,Ra\,Em}$. Il résulte des équations précédentes que ce rapport est nul à l'origine du temps, où l'émanation existe seule, augmente progressivement pour prendre à un moment donné la valeur 1 lorsqu'il y a équilibre entre l'émanation et le radium C, c'est-à-dire où des nombres égaux d'atomes de radium C et d'émanation disparaissent par unité de temps, ce qui correspond à la condition $\lambda_c\,Ra\,C = \lambda_e\,Ra\,Em$, d'où $\frac{\lambda_c\,Ra\,C}{\lambda_e\,Ra\,Em} = 1$; puis au bout d'un temps suffisamment long pour que les trois dernières exponentielles dans le second membre de l'équation (1) soient devenues négligeables par rapport à la première, le rapport considéré prend, et conserve, la valeur limite

$$\frac{\lambda_c\,Ra\,C}{\lambda_e\,Ra\,Em} = \frac{\lambda_a \lambda_b \lambda_c}{(\lambda_a - \lambda_e)(\lambda_b - \lambda_e)(\lambda_c - \lambda_e)}$$

[1] Mme CURIE. *Traité de radioactivité*, T. I, p. 399.

qu'on peut encore écrire :

$$\frac{\lambda_c\, Ra\, C}{\lambda_e\, Ra\, Em} = \frac{1}{\left(1 - \frac{\lambda_e}{\lambda_a}\right)\left(1 - \frac{\lambda_e}{\lambda_b}\right)\left(1 - \frac{\lambda_e}{\lambda_c}\right)}$$

et, pratiquement,

$$\frac{\lambda_c\, Ra\, C}{\lambda_e\, Ra\, Em} = 1 + \lambda_e\left(\frac{1}{\lambda_a} + \frac{1}{\lambda_b} + \frac{1}{\lambda_c}\right).$$

En remplaçant les constantes par leurs valeurs, on trouve pour la limite de ce rapport la valeur 1,0089. Si on traçait la courbe théorique représentant les variations du rapport considéré en fonction du temps on aurait une courbe partant de zéro, montant rapidement à la valeur d'équilibre égale à 1 (atteinte entre 3 h et 4 h) et tendant ensuite très lentement vers la valeur limite 1,0089.

La courbe serait légèrement modifiée si l'on tenait compte également du radium A (qui émet aussi des rayons α). On peut cependant négliger cette modification étant donnée la vie moyenne relativement courte du radium A vis-à-vis de la vie moyenne du radium C.

L'effet ionisant est proportionnel à la vitesse de destruction d'un corps radioactif, c'est-à-dire à λq, λ étant la constante radioactive et q, le nombre des atomes du corps considéré. Si la façon dont l'ionisation est utilisée dans un vase clos ne varie pas au cours de l'expérience, on doit trouver pour $\frac{I_d}{I_e}$, (I_d étant le courant dû au dépôt présent sur les électrodes et I_e celui dû à l'émanation ainsi qu'au dépôt actif présent dans le gaz), une courbe analogue à celle qu'on a trouvée pour $\frac{\lambda_c\, Ra\, C}{\lambda_e\, Ra\, Em}$ en fonction du temps.

Pour pouvoir évaluer ce rapport $\frac{I_d}{I}$ j'ai employé le procédé suivant. Le condensateur de mesure, réuni à l'électromètre et soumis à la tension, communique d'un côté avec un grand récipient d'environ 10 litres et de l'autre côté avec l'air extérieur par l'intermédiaire d'un tube rempli de coton de verre bien tassé et de chlorure de calcium.

Après avoir mesuré le courant total dû à l'émanation et au dépôt actif à un moment donné t, on vide instantanément le condensateur dans le récipient où l'on a réduit préalablement la pression à 3 cm de mercure au moyen d'une trompe à eau.

On remplit aussitôt après le condensateur par de l'air séché et filtré et on répète plusieurs fois ces mêmes opérations. On peut voir au moyen d'un manomètre relié au condensateur à quel moment la pression est devenue

constante dans celui-ci après chaque opération. Il résulte des dimensions relatives du récipient et du condensateur qu'après trois vidages et trois remplissages par de l'air, la quantité d'émanation restant dans le condensateur est réduite à moins de 0,002 de sa valeur à l'instant t. L'ensemble des opérations ne demandait pas plus de 40 secondes au total.

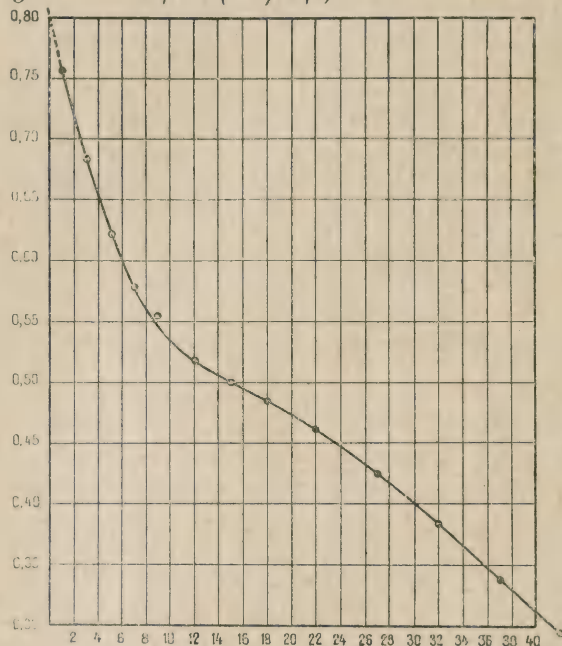


Fig. 3.

On peut négliger le dépôt actif formé dans le condensateur et fixé sur ses électrodes pendant ce temps, étant donné surtout que le premier vidage, terminé en 6 secondes a enlevé environ 92 pour cent de l'émanation présente.

On mesure aussitôt après le courant d'ionisation dû au dépôt actif qui reste et on peut extrapoler avec une précision suffisante pour obtenir la valeur initiale I_d à l'instant t. La courbe qui représente la décroissance ultérieure du dépôt actif (par le courant d'ionisation) présente une allure tout à fait régulière (figure 3).

Une série de mesures du même genre effectuées pour plusieurs durées t du séjour de l'émanation dans le condensateur a donné pour le rapport $\frac{I_d}{I_e}$ en fonction du temps la courbe représentée par la figure 4. Les données correspondantes sont contenues dans le tableau III.

Tableau III

t	0h30	1h0	1h30	2h0	2h30	3h0	4h0	6h0	8h0	10h0	12h0	14h0	16h0	18h0	20h0	22h0	24h0	26h0	28h0	30h0
$\frac{I_d}{I_e}$	0,851	1,075	1,200	1,286	1,333	1,350	1,360	1,356	1,349	1,342	1,328	1,316	1,304	1,290	1,273	1,260	1,252	1,243	1,237	1,235

On obtient ainsi une courbe régulière qui monte rapidement jusqu'à un maximum atteint au bout de 4 heures puis décroit, d'abord lentement, puis plus vite, présente ensuite un point d'inflexion vers 18 heures et semble atteindre une ordonnée constante vers 32 heures.

On voit que l'aspect de cette courbe ne correspond pas du tout à celui que prévoit la variation théorique de $\frac{\lambda_c \; Ra\;C}{\lambda_e \; Ra\;Em}$ en fonction du temps.

L'effet ionisant qu'on mesure dans un condensateur quelconque dépend non seulement du rapport précédent, c'est-à-dire de la vitesse des transformations radioactives, mais aussi et pour beaucoup de la façon dont les rayons émis sont utilisés dans l'appareil pour produire l'ionisation,

Si nous considérons le cas spécial de l'émanation et de ses trois premiers produits de désintégration, les conditions sont à peu près les suivantes.

L'émanation qui est un gaz se trouve uniformément distribuée à l'intérieur du condensateur et l'on peut admettre que le rayonnement émis par elle a un coefficient constant d'utilisation (rapport du nombre d'ions recueillis à la quantité d'émanation présente.)

Le dépôt actif se trouve dans des conditions beaucoup plus compliquées, qu'il est actuellement impossible de soumettre à une analyse quantitative précise. On a constaté que ce dépôt est constitué pour la plus grande partie par des véhicules chargés positivement, le reste étant neutre; il ne semble pas exister d'atomes négatifs en quantité appréciable. La proportion des atomes positifs serait d'environ 88,2 pour cent d'après les travaux de Wellisch, Walmsley et Briggs ([1]), et de l'ordre de 100 pour 100 d'après Henderson ([2]). D'autres auteurs donnent des valeurs intermédiaires entre ces deux-là.

Ces résultats numériques concernent d'ailleurs uniquement l'activité fixée sur les substances solides, qui ne représente pas l'activité totale des produits ultérieurs à l'émanation; une partie de ceux-ci reste toujours dans le gaz, étant donné que les atomes du dépôt actif n'atteignent pas les parois instantanément. Les atomes du radium A sont bien projetés par recul radioactif au moment de leur formation, mais le parcours correspondant est seulement de 0,1 mm dans l'air à la pression atmosphérique. Après que ce mouvement est arrêté, les particules se déplacent dans le gaz sous l'influence du champ électrique et de la diffusion et sont soumises, en outre, à la recombinaison avec les ions présents et à l'agglomération entre elles ([3]).

Ces quatre processus interviennent simultanément et le mécanisme qui détermine la distribution du dépôt actif se présente ainsi sous un aspect très compliqué.

([1]) Wellisch, *Phil. Mag.*, t. **28** (1914), p. 417. — Walmsley, *ib.*, p. 539. — Briggs, *Phil. Mag.*, (1921), p. 357.

([2]) Henderson. *Trans. Nova. Scotian. Inst. Sc.* t. **14** (1914) p. 1. — *Trans. Roy. Soc. Canada*, (1916), p. 123-151.

([3]) Mme Curie; *Traité de Radioactivité*, t. I, p. 360.

La courbe 4 donnant les valeurs expérimentales du rapport $\frac{I_d}{I_e}$ met nettement en évidence que l'anomalie observée dans la décroissance de l'émanation en présence du dépôt actif, est due à une variation progressive au cours du temps dans la manière dont celui-ci se distribue à l'intérieur du condensateur et dont le rayonnement qu'il émet est utilisé pour contribuer à la production du courant d'ionisation.

S'il en était autrement, le rapport expérimental $\frac{I_d}{I_e}$ devrait suivre une marche parallèle à celle que prévoit la théorie pour le rapport des quantités

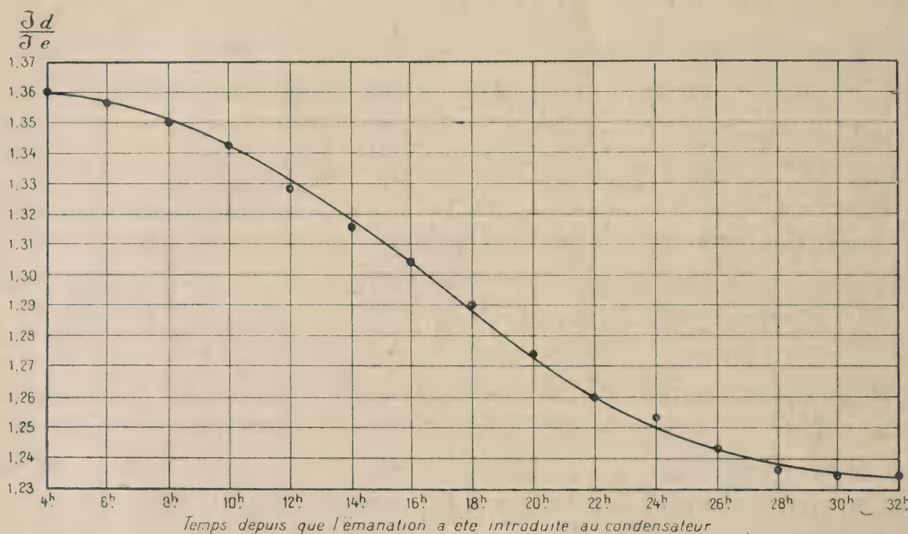


Fig. 4.

de dépôt actif et d'émanation détruites pendant le même temps. Nous avons vu qu'il était loin d'en être ainsi, puisque la courbe expérimentale s'abaisse constamment à partir de 4 h tandis que le rapport prévu théoriquement doit augmenter constamment au cours du temps.

La quantité mesurée I_d ne donne pas l'ionisation due à la quantité totale de dépôt actif, puisqu'une certaine partie de celui-ci reste présente dans le gaz et qu'elle est emportée avec l'émanation. Le courant dû à cette partie serait représenté par un terme correctif i_d et le rapport des courants dus au dépôt actif total et à l'émanation seule serait représenté par l'expression corrigée.

$$\frac{I_d + i_d}{I_e - i_d}$$

puisque I_e est l'ionisation totale due à l'émanation et au dépôt actif présent dans le gaz.

On voit que si le terme i_d restait relativement constant (par rapport aux autres termes) au cours des expériences, la distribution des particules du dépôt actif entre les électrodes et le gaz serait également constante et aucune anomalie n'aurait lieu. Les courbes de décroissance de l'émanation en présence du dépôt actif seraient rigoureusement rectilignes à partir du moment où le régime radioactif est atteint et la courbe $\frac{I_d}{I_e}$ aurait la même allure que la courbe théorique

$$\frac{\lambda_c Ra\,C}{\lambda_e Ra\,Em}.$$

L'expérience nous a montré que le terme i_d change d'importance relative au cours du temps. Les courbes obtenues montrent que ces variations se font de manière régulière et qu'il se produit au bout d'un temps voisin de 23 heures un régime d'équilibre dans lequel i_d prend une valeur relative sensiblement constante. A partir de ce moment la courbe représentant la décroissance de l'émanation en présence du dépôt actif n'est plus altérée et l'expérience montre bien qu'elle se présente sous une forme rectiligne.

Pour expliquer quantitativement les variations de i_d il faudrait connaître les lois qui régissent le déplacement du dépôt actif vers les électrodes. On peut cependant donner des indications qualitatives au sujet des phénomènes observés.

Il est bien certain que le courant d'ionisation produit par une même quantité de dépôt actif dépend essentiellement de la manière dont celui-ci est distribué à l'intérieur du condensateur et dont le rayonnement qu'il émet est utilisé pour produire le courant d'ionisation. Cette utilisation est certainement meilleure lorsque le dépôt se trouve au voisinage de l'électrode centrale, à la fois parce que les rayons traversent en moyenne une épaisseur plus grande de gaz et parce qu'ils agissent dans une région de champ électrique plus intense favorable à l'extraction des ions produits en colonne le long du parcours des particules α. L'électrisation positive des atomes du dépôt actif fait que ceux-ci tendent à se déplacer dans le sens du champ électrique et à s'accumuler vers la cathode, de sorte que l'utilisation doit être meilleure dans l'ensemble, comme le montre l'expérience, lorsque la paroi du condensateur est positive que dans le cas où elle est négative.

D'autre part, les atomes du dépôt actif neutralisés dans le gaz par recombinaison avec les ions négatifs que contient celui-ci forment des agrégats dont le nombre et l'importance doit augmenter progressivement avec le temps et dont la présence doit correspondre à une proportion croissante

du dépôt actif présent dans le gaz, puisque leur diffusion vers les électrodes ou leur déplacement sous l'action du champ électrique sont plus difficiles que pour les atomes isolés. On comprend par là que le terme I_d qui représente l'effet du dépôt présent sur les électrodes diminue progressivement au cours du temps, retardant ainsi l'établissement d'un régime permanent dans lequel le rayonnement du dépôt actif est utilisé de manière constante au même titre que celui donné par l'émanation.

On comprend également que le sens de l'anomalie change avec le sens de la charge du condensateur et que les effets, favorables à la production du courant, d'une électrisation positive de la paroi, et défavorables d'une électrisation négative augmentent progressivement d'importance à mesure que le dépôt présent dans le gaz augmente lui-même d'importance et a eu plus de temps pour se déplacer vers l'électrode négative, ce déplacement modifiant son coefficient d'utilisation.

Quand on diminue la pression l'anomalie devient de moins en moins marquée. Cela se comprend en raison du changement de toutes les constantes qui influent sur le déplacement du dépôt à travers le gaz par diffusion ou par mobilité dans le champ électrique. Ce déplacement devient plus facile. On doit donc s'attendre à ce que, sous pression réduite, il y ait une quantité moins importante du dépôt actif dans la masse du gaz et par suite une anomalie moins marquée.

En même temps on comprend que l'anomalie doive dépendre des dimensions du condensateur et augmenter avec celles-ci : l'activité présente dans le gaz quand le régime permanent est établi devant augmenter par rapport à celle qui se trouve fixée sur les électrodes.

Enfin l'anomalie doit dépendre également de la forme géométrique du condensateur. On doit s'attendre à ce qu'elle soit moins prononcée lorsque les électrodes sont plus rapprochées et particulièrement dans le cas du condensateur à plateaux parallèles.

Dans ce travail, j'ai donné l'explication qualitative de l'anomalie observée par Mme Curie dans la décroissance de l'émanation en présence du dépôt actif. Pour atteindre une explication quantitative il faudrait connaître des éléments que les donnés actuelles ne précisent pas d'une manière suffisante. Je compte faire de cette étude l'objet d'un travail ultérieur.

En terminant je voudrais exprimer mes remerciements à Mme Curie et à M. Debierne pour l'intérêt bienveillant qu'ils ont porté à mon travail.

(Manuscrit reçu le 10 octobre 1922.)

SÉRIE VI. — TOME IV. MARS 1923 N° 3.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

RÉCENTS PROGRÈS DANS LA FABRICATION ET L'UTILISATION DES ALLIAGES

par M. LÉON GUILLET [1]

MONSIEUR LE PRÉSIDENT, MESSIEURS,

Plusieurs membres de notre Société ont bien voulu me demander de vous exposer les progrès récents effectués dans la fabrication et l'utilisation des alliages. Cette communication vous éloignera un peu de vos préoccupations courantes et j'aurais à m'en excuser si la conclusion à laquelle je parviendrai ne vous intéressait directement, à savoir que la plupart des progrès sont dus à l'accumulation, chaque jour plus considérable, de documents scientifiques et plus particulièrement de déterminations physiques.

Pour effectuer une étude logique de la question, on peut suivre des plans très différents ; on peut se proposer d'examiner les améliorations apportées à certaines propriétés, par exemple la résistance à la traction à la température ordinaire, la dureté à température élevée, la conductibilité électrique, etc.... ou bien on peut étudier les faits nouveaux, en prenant successivement les différentes familles d'alliages industriels; cette méthode nous paraît préférable.

Nous serons ainsi conduits à examiner :

Les alliages de fer;

Les alliages de cuivre;

Les alliages légers : alliages d'aluminium, alliages de magnésium, et nous réunirons, dans un même paragraphe, les points intéressant les alliages autres que les précédents.

I. — Alliages de fer.

Aciers ordinaires. — Il n'y a rien de très important à signaler au point de vue utilisation des aciers ordinaires, si ce n'est la vulgarisation des traitements thermiques à laquelle la guerre a singulièrement contribué. La

(1) Communication faite le 17 novembre 1922, à la Société française de Physique.

méthode de trempe des obus, la trempe au jet, est utilisée pour de nombreuses pièces creuses, et même pour les engrenages ; elle donne les meilleurs résultats au point de vue homogénéité et déformations. A signaler : 1° la tendance à produire, par un recuit prolongé, une coalescence qui facilite le travail à l'outil (fig. 1 et 2) Cette méthode ne saurait être encouragée ; si elle apporte quelque avantage dans l'usinage, elle fournit des produits qui, après trempe, n'offrent pas l'homogénéité voulue ; 2° le contrôle aisé des traitements thermiques par l'essai de dureté à la bille, aidé souvent de certaines méthodes, notamment la thermo-électricité.

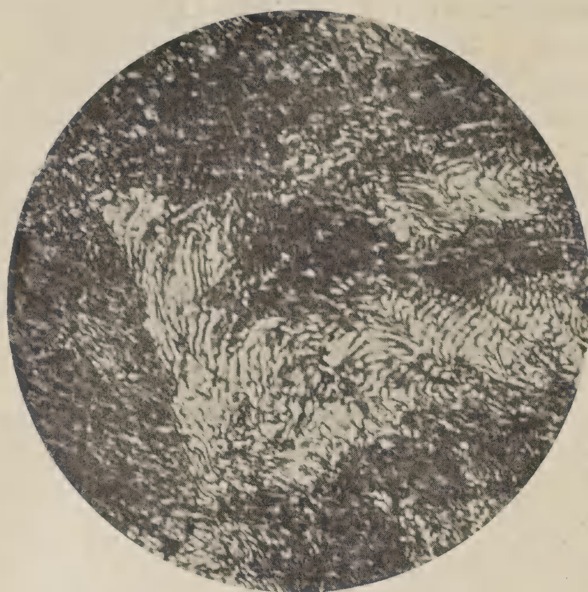


Fig. 1. — Acier eutectoïde normal (Perlité lamellaire).

Aciers spéciaux. — Les aciers spéciaux n'ont pas fait, durant ces dix dernières années, les grands progrès qui ont marqué la décade de 1890 à 1900 et même celle de 1900 à 1910.

On doit cependant signaler les points suivants :

1° Les *aciers au nickel* ne contenant pas de chrome sont de moins

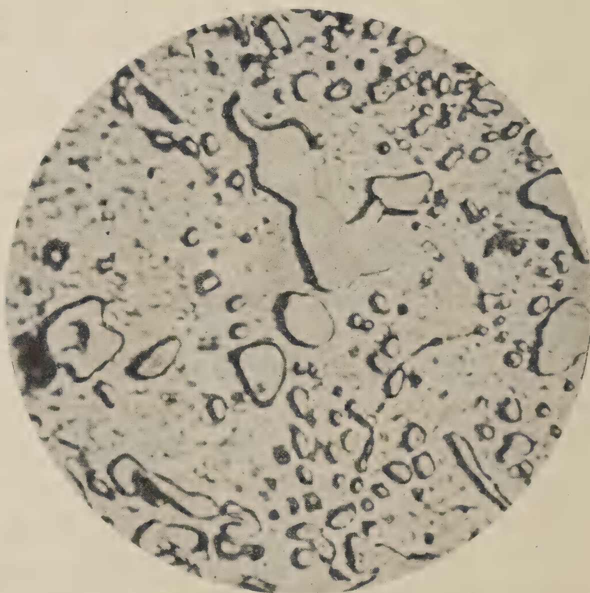


Fig. 2. — Le même coalescé (Cémentite isolée).

en moins utilisés dans la construction mécanique. Tous les types actuels d'aciers au nickel ainsi employés renferment des teneurs en chrome variant de 0,2 à 0,75, parfois 1 pour 100. C'est ainsi que les aciers au nickel de cémentation, qui présentent sur les aciers extra-doux une si grande supériorité, renferment tous actuellement un peu de chrome, qui augmente la dureté superficielle et même la limite élastique de l'âme des pièces.

2° Les *aciers à haute teneur en nickel*, la plupart renfermant une certaine proportion de chrome, parfois de tungstène, ont donné la solution de nombreux problèmes. Il n'y a pas lieu d'insister ici sur les propriétés et les applications que M. Guillaume vous a décrites et qui découlent de ses importantes recherches. Mais il faut ajouter que ces alliages, qui constituent en quelque sorte une série continue allant jusqu'aux nichromes, alliages de nickel et de chrome, renfermant peu de fer, présentent aux températures élevées des propriétés mécaniques et une inoxydabilité remarquables.

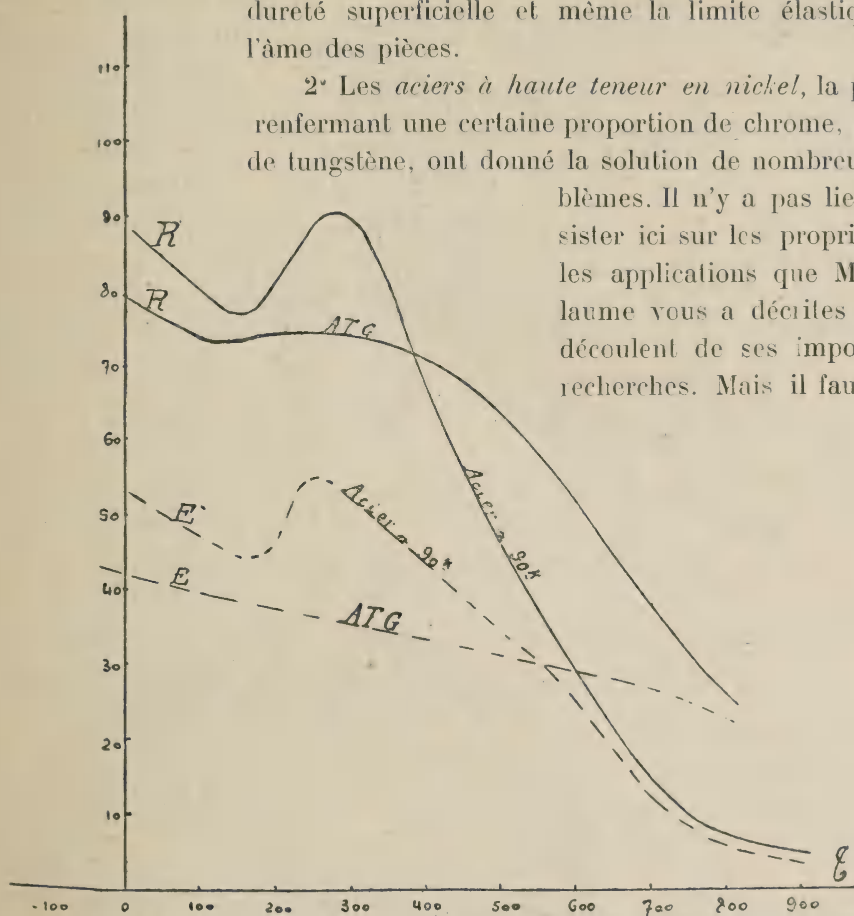


Fig. 3. — Variations de la résistance à la traction et de la limite élastique de l'acier ATG d'Imphy et de l'acier ordinaire : R = 90 kg.

Les courbes suivantes résument les essais effectués en 1913 aux Aciéries d'Imphy ; on y voit la variation de la charge de rupture et de la limite élastique avec la température ; le même diagramme donne les valeurs

des mêmes caractéristiques pour l'acier ordinaire à 90 kg de charge de rupture (fig. 3).

Ces aciers résistants aux températures élevées sont généralement très complexes ; l'analyse de l'un d'eux a donné, en centièmes :

C, 0,44 ;	Ni, 60,40 ;
Cr, 8,70 ;	W, 2,52 ;
Mn, 1,80 ;	Fe, 24,73.

Voici, d'autre part, la variation de la dureté à chaud d'alliages que j'ai

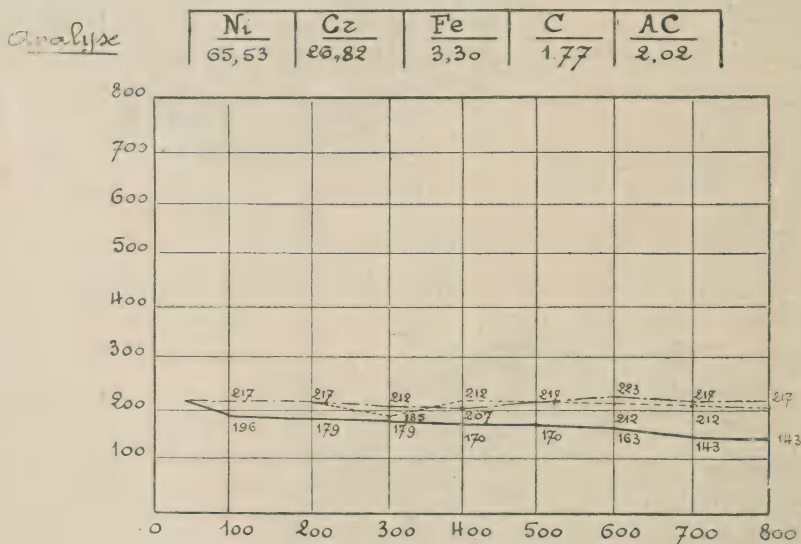


Fig. 4. — Variation de la dureté d'un nichrone avec la température (Traits pleins : dureté à chaud ; trait mixte : dureté après l'essai ; trait interrompu : dureté avant tout chauffage).

eu l'occasion d'utiliser pendant la guerre et qui ont fourni des résultats très intéressants pour le perçage des obus à chaud (fig. 4).

D'ailleurs ce sont ces alliages qui ont permis de résoudre le problème des tubes dans le procédé Claude, de la synthèse de l'ammoniac.

3° Les *aciers chromés* ont été étudiés de façon tout à fait systématique, il y a quelque vingt ans et les recherches micrographiques avaient notamment montré les difficultés d'attaque présentées par certains types.

Les aciers au chrome — sans nickel — avaient déjà trouvé dans l'in-

dustrie quelques emplois importants : la fabrication des obus de rupture, de certains outils à haute dureté, et surtout des billes et des roulements à billes. Plus récemment, les aciers au chrome ont reçu une nouvelle application très intéressante, provenant de la haute dureté du carbure double de fer et de chrome ; sous forme d'aciers dits sauvages, renfermant plus de 2 pour 100 et moins de 3 pour 100 de carbone, avec 3 à 4 pour 100 de chrome, ils constituent d'excellentes filières, qui n'ont nullement besoin d'être trempées.

Mais là n'est point le fait le plus intéressant. Un peu avant guerre, on a songé à utiliser la propriété déjà connue de l'inattaquabilité de certains aciers au chrome et l'on a créé l'acier « stainless », c'est-à-dire « sans tache », que l'on fabrique maintenant en France de façon courante.

Il existe deux types de ces aciers correspondant à une teneur commune de 13 pour 100 de chrome, mais l'un renferme 0,30 pour 100 de carbone et l'autre moins de 0,1 pour cent. En voici d'ailleurs des analyses :

	C	Cr	Ni	Mn	Si	S	P
I	0,33	12,43	0,36	0,47	0,25	traces	0,015 (pour 100)
II	0,05	13,52	—	0,23	0,84	traces	traces (pour 100).

En réalité la teneur en chrome peut varier de 11 à 15 pour 100.

Ces deux aciers sont inoxydables et présentent après polissage un très bel aspect. Ils ne sont point attaqués par les sucs des fruits ou des légumes.

D'autre part, ils possèdent des propriétés mécaniques très intéressantes à température élevée. Ainsi que le montre la figure 5, la dureté se maintient jusque vers 500° C.

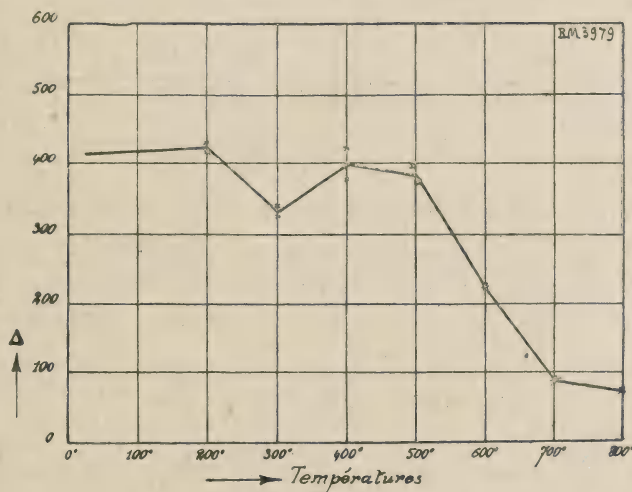


Fig. 5.— Variation de la dureté de l'acier C : 0,3 p. 100. Cr : 13 p. 100 avec la température.

D'autre part, leur inoxydabilité se conserve jusque vers 900° C.

Avec un refroidissement normal, ces aciers sont martensitiques. Lorsqu'ils sont revenus au maximum, c'est-à-dire réchauffés à une température

très peu inférieure au point de transformation, la structure est sorbitique. C'est d'ailleurs l'état sous lequel le métal est présenté à l'industrie. Après trempe à l'air le métal est franchement martensitique. Voici d'ailleurs des courbes de refroidissement obtenues à l'appareil Saladin-Le Chatelier (fig. 6 et 7). On voit que le chauffage du métal sorbitique donne des points de transformation à 710° et 780° C au chauffage, à 680° et 320° C au refroidissement ; si on réchauffe cet échantillon, on trouve au chauffage des transformations à 580° et 650° C en plus de celles de l'acier normal ; ceci correspond au revenu.

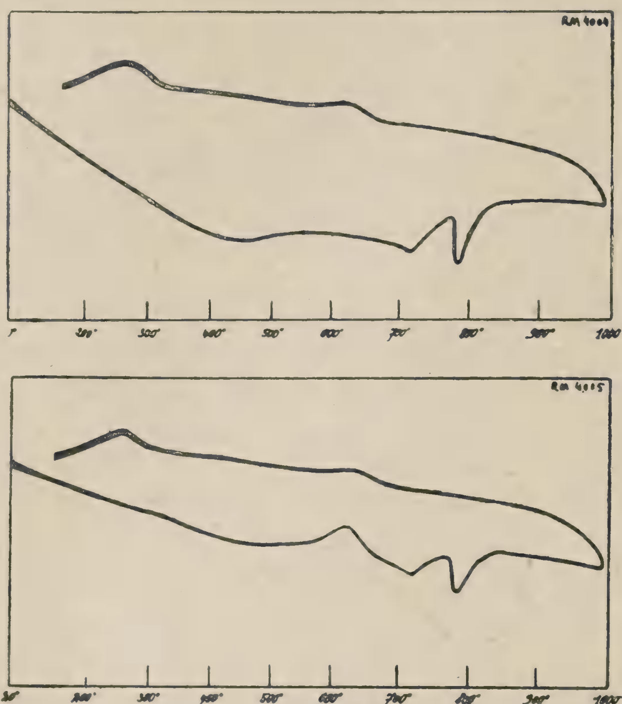


Fig. 6 et 7. — Couches de transformation de l'acier C : 0,3 p. 100 Cr : 13 p. 100.

Le forgeage de ces aciers est délicat ; il se fait à haute température, 1 000 à 1 200° C et demande des chauffages successifs, du moins si le forgeage est important. La trempe doit être faite à l'air ou à l'huile à haute température, au moins 900°, plutôt 1050° C (on diminue ainsi la fragilité) ; le revenu est plus ou moins accentué, selon les propriétés mécaniques cherchées.

Voici quelques chiffres intéressants ;

ÉTAT DE L'ALLIAGE	ESSAI DE TRACTION		
	R	*E*	*A*
Revenu au maximum................	70	50	18
Trempé à 900° C à l'huile............	260	180	0,5
— — revenu à 400° C.	175	130	5
— — — 550° C.	120	78	15
— — — 700° C.	100	66	12

R étant la charge de rupture, en kilogrammes par millimètre carré de sec-

tion; *E*, la limite élastique en kilogrammes par millimètre carré de section; *A*, l'allongement à la rupture, en tant pour cent de la longueur initiale.

Les principales applications de ces aciers sont :

Pour l'acier à très faible teneur en carbone (le moins répandu et le plus délicat à préparer), les produits obtenus par emboutissage, notamment les ustensiles culinaires : casseroles, plats, couverts. Pour l'autre type de métal, la coutellerie, les appareils de chirurgie, les pièces de construction mécanique dont on doit redouter l'attaque : axes de pompe, pièces de compteur, etc... ; celles qui doivent présenter des qualités mécaniques à températures plus ou moins élevées : soupapes, ailettes de turbines, pièces d'armes, etc...

4° Les *aciers au vanadium* n'ont pas pris le développement industriel que l'on pouvait espérer; le vanadium — tout comme le bore — lui aussi très négligé par les aciéristes, donne au métal un pouvoir trempant remarquable.

Cependant les aciers chrome-vanadium se développent, surtout à l'étranger; ils sont très utilisés dans la construction automobile, pour la fabrication des engrenages.

C, 0,25 à 0,30; Cr, 1 à 1,2; Va, 0,15 à 0,30 pour 100.

Ils donnent :

	R	*E*	*A*	Σ	Δ
Recuit....................	62	42	24	66	179

Après trempe à l'huile à 850° C, on a :

$$\Delta = 400 \quad \text{et} \quad \rho = 8 \text{ à } 9$$

Σ étant la striction définie pour la relation $\Sigma = \frac{S - s}{S} \times 100$; *S*, section initiale; *s*, section de rupture. ρ est la résilience en kilogrammètres par centimètre carré; Δ, la dureté Brinell $\Delta = \frac{P}{a}$ (P = charge; a = surface de la calotte sphérique imprimée par la bille).

5° Le *cobalt* a été envisagé depuis fort peu de temps comme un adjuvant très utile dans la préparation de certains aciers. Il a été prouvé (1) que son rôle n'est nullement comparable à celui du nickel et que dans les aciers de construction son addition ne présente aucun intérêt.

Mais, dans la fabrication des aimants, il n'en est plus ainsi. Weiss (2)

(1) Guillet. *Revue de Métallurgie*, 1905, p. 348.
(2) Weiss. *Comptes Rendus*, juin 1913, p. 1970.

a montré que la combinaison Fe^2Co, laquelle forme une solution solide, joue un rôle extrêmement intéressant. Les aimants renferment environ 35 p. 100 de cobalt, parfois un peu de chrome.

Les recherches très approfondies faites au Japon par Takagi et Honda, ont porté sur des alliages dont la composition varie dans les limites suivantes :

C = 0,4 à 0,8 ; Co = 30 à 40 : W = 5 à 9 ; Cr = 1,5 à 3 pour 100.

Tous ces aciers ont été trempés à l'huile à 950° C. Ils ont présenté une force coercitive triple de celle du meilleur acier au tungstène. L'énergie absorbée par hystérésis en un cycle est d'environ 909 000 ergs, quand le le meilleur acier au tungstène donne seulement 290 000 ergs.

D'autre part, pendant la guerre est apparu un alliage utilisé, à l'état coulé, comme outil ; il était vendu sous le nom de stellite et possédait d'ailleurs une composition assez variable d'une livraison à l'autre. Voici l'analyse de deux échantillons :

N°	C	Co	Cr	W	Mo	Va	Si	Mn	
I	1,70	34,60	26,36	12,70	9,44	1,00	0,78	0,72	pour 100
II	1,48	55,60	33,60	9,15	0	0	0,17	0	pour 100

Ce produit s'emploie sans aucun traitement. Les courbes des figures 8 et 9 donnent la variation de dureté (méthode Brinell) en fonction de la température pour le stellite et pour un acier à coupe rapide de la composition indiquée ci-après et traité normalement (trempe 1 275° C, revenu au plomb à 580° C pendant 40 minutes). Moins dur que l'acier à coupe rapide à la température ordinaire, le stellite conserve mieux sa dureté, au delà de 600° et il garde, après un tel chauffage, sa dureté à température ordinaire.

En pratiquant l'essai de coupe Taylor, nous avons montré [1] que le rendement du stellite est plus élevé que celui du meilleur acier à coupe rapide. On obtient comme vitesse de coupe 66 m:min sur l'acier demi-dur trempé et revenu ($R = 100$ kg : mm^2), 54 m:min sur la fonte grise, 30 m:min sur la fonte blanche. Mais son prix très élevé n'en a pas permis la vulgarisation.

[La vitesse de coupe est ici la vitesse circonférencielle en mètres par minute d'une barre sur laquelle on enlève un copeau de 1,5 mm d'épaisseur l'outil avançant de 0,33 mm à chaque tour sans arrosage].

Enfin, on parle beaucoup actuellement de l'addition de cobalt aux

(1) Guillet et Godfroid. *Revue de Métallurgie*, 1918, p. 345.

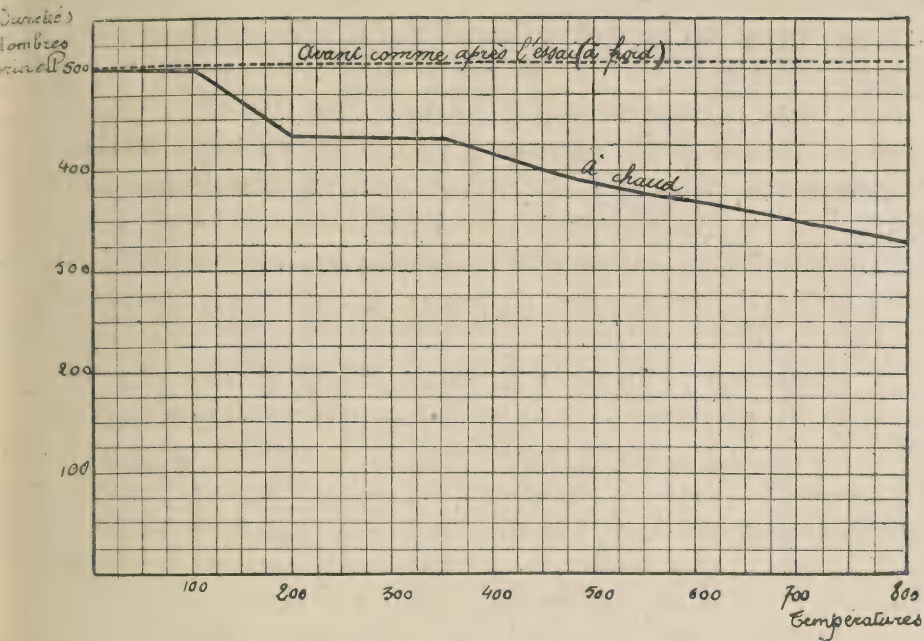


Fig. 8. — Variation de la dureté du stellite avec la température

Fig. 9. — Variation de la dureté d'un acier à coupe rapide avec la température.

aciers à coupe rapide. On sait que la formule courante de ces alliages est la suivante :

C, 0,6 ; W, 18 ; Cr, 5 ; Va, 0,2 pour 100.

Certains affirment qu'une addition de 5 à 6 p. 100 de cobalt améliore considérablement le rendement et la durée de l'outil. Les chiffres prononcés sont trop contredits pour que nous puissions les indiquer ici. Le prix élevé du cobalt ne paraît pas être en comparaison avec les avantages trouvés ; toutefois la question mérite d'être plus approfondie avant de pouvoir donner une conclusion définitive.

6° De nombreuses additions nouvelles ont fait l'objet de recherches systématiques, dont certaines ne sont pas encore publiées. Il faut signaler les aciers à l'uranium, au zirconium et au tantale. Les résultats obtenus ne sont pas encourageants et l'on semble bien ne trouver dans ces nouveaux alliages aucune caractéristique et aucune propriété que l'on ne rencontre déjà dans les types courants d'aciers spéciaux de construction. Toutefois, ces études n'ont pas encore été suffisamment prolongées.

Le titane n'apparaît toujours que comme agent d'épuration ; là son rôle est très actif ; son incorporation définitive dans l'acier ne présente aucun intérêt.

Fontes ordinaires. — Dans le domaine des fontes ordinaires, il y a un point fort intéressant à signaler : les services considérables rendus pendant la guerre par la fonte aciérée, très peu utilisée avant 1914.

La fonte aciérée est, son nom l'indique, une fonte à basse teneur en carbone. La composition varie dans les limites suivantes :

Carbone total........................ 2,8 à 3,2 pour 100 ;
Graphite.......................... 0,75 à 0,77 pour 100 ;
Manganèse........................ 0,70 à 0,90 pour 100 ;
Silicium, 1,00 à 1,85 pour 100 (variable avec la teneur en carbone total et la grosseur des pièces ;
Soufre, aussi peu que possible (moins de 0,12 pour 100) ;
Phosphore, aussi peu que possible (moins de 0,20 pour 100).

Ce métal doit être surchauffé pour être homogène et donner le minimum de liquation pendant la solidification.

Les caractéristiques normales du produit varient dans les limites suivantes :

Charge de rupture à la traction	25 à 32 kg par millimètre carré ;
Charge de rupture à la compression......	100 kg par millimètre carré au moins ;
Dureté (Brinell) (exprimée en diamètre de l'empreinte et non en chiffre de dureté sous 3000 kg..........................	4,4 mm au maximum.

La fonte aciérée a permis d'assurer une production journalière de 2 000 tonnes d'obus. Son emploi dans les travaux de paix ne devra pas être moins intéressant pour toutes pièces de fonte à haute résistance.

Fontes spéciales. — La fabrication de fontes spéciales commence à se généraliser plutôt à l'étranger (notamment aux Etats-Unis) qu'en France. Les fontes au nickel dont nous avons montré tout l'intérêt — production de fer γ avec de faibles additions de nickel — ne sont pas employées par suite de leur prix élevé et de leurs difficultés d'usinage ; mais les fontes au chrome et surtout les fontes au molybdène commencent à se vulgariser, surtout dans les pièces soumises au frottement, comme les cylindres d'automobiles.

II. — Alliages de cuivre

Les alliages de cuivre spéciaux ont fait de grands progrès : Il est bon de rappeler l'influence que peut avoir un tiers élément sur un alliage binaire.

Trois cas peuvent se produire :

a) L'élément s'isole (plomb dans les laitons).

b) L'élément forme avec l'un des métaux ou les deux métaux de l'alliage initial un constituant spécial (combinaison ou solution solide).

c) L'élément entre en solution dans le ou les constituants normaux de l'alliage binaire.

Dans les deux premiers cas, toutes les propriétés mécaniques de l'alliage sont amoindries, sauf parfois la conductibilité électrique et la résistance au frottement.

Le troisième cas est très intéressant pour l'industrie. Etudions-le en prenant comme base un diagramme d'alliage binaire à eutectoïde.

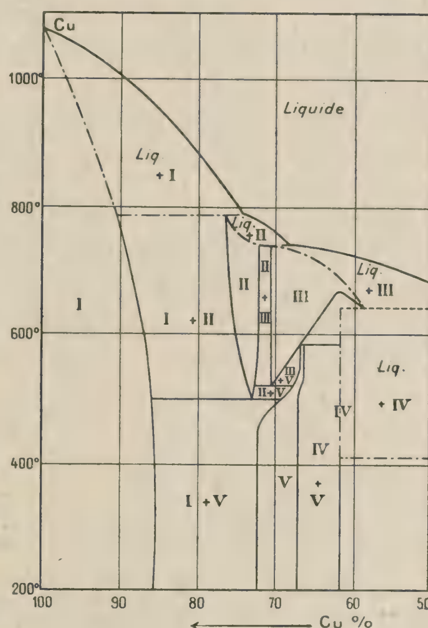


Fig. 10.— Diagramme des alliages Cu-Sn (Partie industrielle).

On doit noter d'ailleurs que les trois principaux groupes d'alliages industriels du cuivre, savoir : cuivre-étain, cuivre-zinc et cuivre-aluminium, possèdent, dans la partie intéressante, un ou plusieurs eutectoïdes (fig. 10, 11, 12).

L'addition ternaire peut faire sentir son effet de deux façons :

1° Agir sur la position même du point eutectique en hauteur, soit en

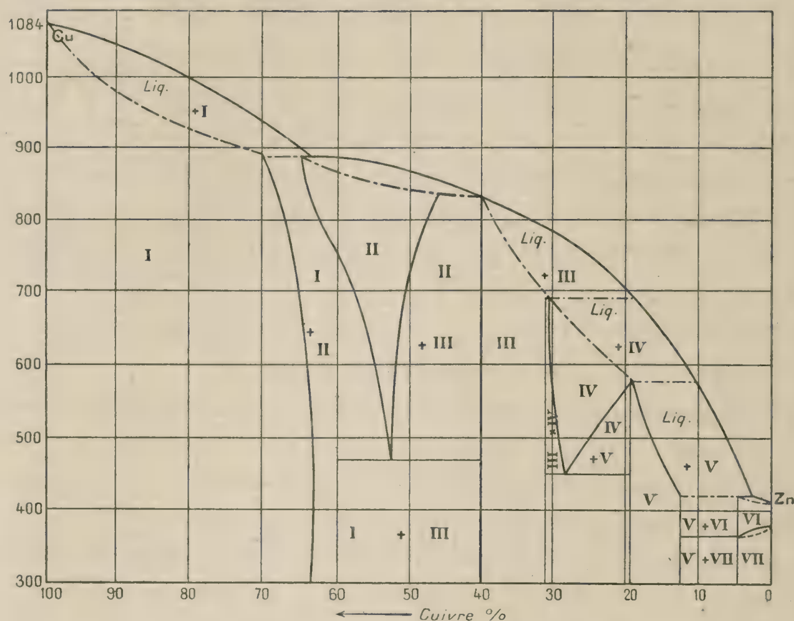


Fig. 11. — Diagramme des alliages Cu-Zn.

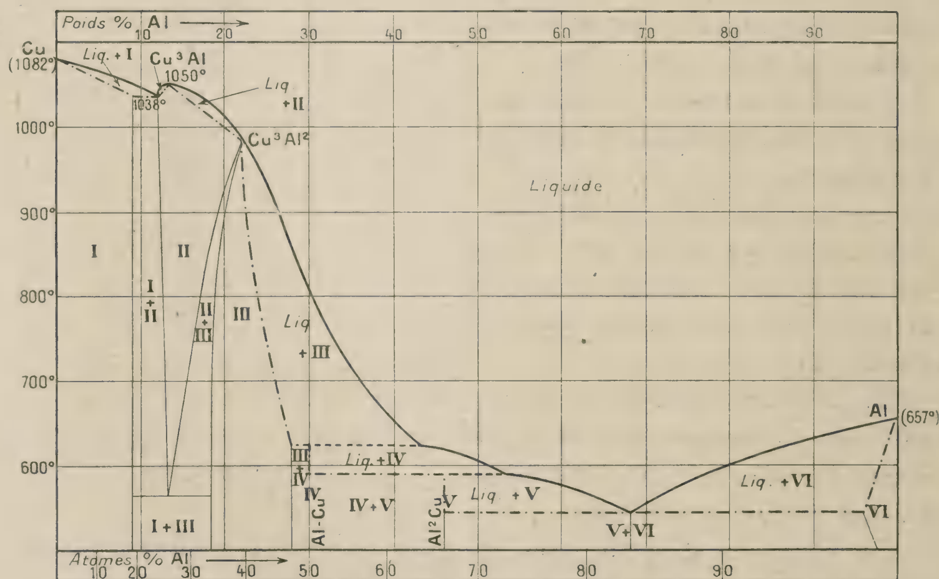


Fig. 12. — Diagramme des alliages Al-Cu.

élevant soit en abaissant la température à laquelle il prend naissance ;

2° Déplacer suivant l'horizontale la position de ce point eutectoïde. Un même élément peut d'ailleurs produire simultanément les deux effets qui se traduisent, nous allons l'indiquer, par des conséquences très différentes.

1° L'élément change la température de la réaction correspondant à l'eutectoïde :

Supposons que dans le diagramme de l'alliage binaire l'eutectoïde soit à environ 700° C. Sa structure est alors formée des deux constituants entremêlés. Si la présence de l'élément baisse le point eutectoïde vers 550-500° C, la structure devient confuse (osmondite), on se trouve en présence d'un constituant très divisé s'attaquant très facilement par les solutions acides diluées; la dureté a un peu augmenté.

Si la température s'abaisse vers 250-300° C, la structure devient extrêmement fine ou aciculaire (martensite), la dureté et la fragilité croissent et atteignent parfois des valeurs extrêmement élevées.

Enfin, si la température descend au-dessous de la température ordinaire, le constituant normal est la solution solide stable à température élevée; dans tous les exemples étudiés jusqu'ici la dureté est faible, souvent peu différente de la dureté de l'eutectoïde initial.

Si la position normale de l'eutectoïde binaire est basse dans l'échelle des températures et si par conséquent on a une des structures indiquées, l'addition d'un nouvel élément peut déplacer ce point en relevant sa position et faire apparaître la structure caractéristique lamellaire ou granulaire. C'est le cas du nickel dans les laitons dont l'eutectoïde est naturellement une osmondite.

D'autre part, l'élément additionnel peut déplacer horizontalement l'eutectoïde vers la droite ou vers la gauche du diagramme. Il change en un mot la proportion des phases en présence et peut même transformer l'alliage initialement à deux constituants en un alliage à phase unique.

En un mot, il donne à l'alliage un titre fictif, que le microscope peut fixer, du moins si l'on reste dans la zone à deux constituants, et qui est souvent très différent du titre réel, tel que le définit l'analyse chimique.

Il y a quelque quinze ans, nous avons donné la relation qui relie le titre fictif A' en l'un des métaux d'un alliage à son titre réel A, lorsqu'on connaît la quantité q du tiers élément incorporé et le coefficient d'équivalence t de cet élément. Ce coefficient d'équivalence est la quantité du métal autre que celui considéré pour définir titres réels et fictifs qui rem-

place un pour cent du tiers élément, les titres étant ramenés à 100 [1]. Cette relation est la suivante :

$$A' = \frac{100\,A}{100 + q\,(t - 1)}\,.$$

On voit que si l'on a $t > 1$, on a $A' < A$; tandis que l'on trouve $A' > A$, lorsque $t < 1$.

Voici les coefficients d'équivalence que nous avons déterminés pour les laitons :

Si = 10; Al = 6; Fe = 0,9; Mn = 0,5; Ni = — 1,3.

Le nickel est le dernier étudié. Les conséquences de ces recherches ont été très intéressantes en ce sens qu'elles ont permis de créer des types de laitons au nickel à très bas titre en cuivre (on ne descend pas dans les alliages binaires à moins de 55 p. 100 de cuivre), d'autant moins élevé que la teneur en nickel est plus forte. Trois types sont courants, tous les trois ont comme titre fictif Cu = 58 p. 100.

En voici les propriétés à l'état laminé et recuit :

	R	E	A	Σ	Δ
Type I	60	23	24	28	137
Type II	66	28	22	20	142
Type III	70	32	20	?	152

On voit que les résultats sont fort intéressants. L'alliage binaire Cu-Zn ayant pour titre réel le titre fictif de ces trois alliages donnerait (avec des métaux très purs) :

$R = 38$, $E = 10$, $A = 45$, $\Delta = 99$, $\rho = 20$.

D'ailleurs, de façon générale, on peut dire qu'un laiton spécial a des propriétés qui se rapprochent bien plus du laiton ayant pour titre réel son titre fictif que de l'alliage binaire à même titre réel que lui-même et que, dans tous les cas, sa charge de rupture et sa limite élastique sont améliorées et cela d'autant plus que la quantité du tiers éléments est plus élevée.

D'importantes recherches sont actuellement poursuivies pour les bronzes spéciaux et les bronzes d'aluminium spéciaux.

Pour ces derniers, nous pouvons déjà signaler des résultats remarquables, obtenus avec le nickel et avec le fer.

(1) Ainsi, dans les laitons, les titres réels et fictifs sont évalués en cuivre ; le coefficient d'équivalence est la quantité de zinc que remplace 1 pour 100 de l'élément ajouté, les proportions de l'alliage étant ramenées à 100.

PROPORTION P. 100 DE							
Cu	Ni	Al	*R*	*E*	*A*	Σ	Résilience ρ
89,53	3,07	6,85	20,3	10,0	27,0	»	15,6
89,53	5,01	4,87	20,3	9,0	24	»	18,9
89,95	9,32	0,43	23,0	»	31,5	»	8,7
82,71	13,95	3,01	59,6	»	3,5	10,1	4,3
82,75	15,76	0,03	49,0	34,0	6,0	11,5	7,2

Ces alliages sont d'ailleurs très améliorés par traitements mécaniques : L'alliage Cu, 82,20 ; Al, 2,50 ; Ni, 14,98 pour 100 a donné :

Coulé : $R = 58,6$; $A = 5$; $\Sigma = 7,3$; $\rho = 6,0$:
Laminé et recuit : $R = 77,8$; $A = 11$; $\Sigma = 20,7$; $\rho = 6,0$.

Enfin, les bronzes d'aluminium au fer ont fait l'objet d'importantes recherches que nous n'avons pas encore publiées. Voici les résultats les plus remarquables sur métal coulé :

PROPORTION P. 100 DE							
Cu	Al	Fe	*R*	*A*	*E*	Σ	Résilience ρ
92,39	3,78	3,83	36,8	16,5	28,0	34,1	11,9
91,21	3,58	4,95	41,3	20,1	32,0	30,5	12,2
90,72	8,12	1,16	37,4	12.9	40.0	41,9	—
90,25	6,38	3.04	49.5	17,8	22,0	27,0	7,0
90,02	5,47	3,59	50,2	21,0	25,0	29,3	10,1
88,63	8,68	2,30	55,8	20,3	32,5	33,1	—
88,49	6,79	4,99	50,3	18,7	16,0	—	6,7
86,30	7,85	5,43	54,6	18,3	21,0	22,0	—

D'ailleurs certains de ces alliages prennent la trempe de façon remarquable.

III. — Alliages légers : alliages d'aluminium, alliages de magnésium.

Vers 1910, les seuls alliages d'aluminium couramment utilisés étaient ceux renfermant 3 à 8 p. 100 de cuivre, rarement plus et les alliages contenant un peu de zinc, généralement moins de 10 p. 100. On parlait de plus d'alliages avec le magnésium : le magnalium.

Actuellement, la gamme des alliages légers est vraiment remarquable ; nous allons nous efforcer d'en donner une idée exacte.

Alliages de cuivre. — Ces alliages se sont beaucoup développés ; on doit en signaler le grand intérêt à deux points de vue :

a) Les alliages contenant jusqu'à 15 p. 100 conservent des propriétés intéressantes jusqu'à des températures relativement élevées ;

b) Ils donnent au frottement des résultats très remarquables dus sans nul doute à la présence de la combinaison Al^2Cu.

L'une des conséquences de ces faits réside dans l'emploi si généralisé de l'alliage à 12 p. 100 de cuivre — le plus souvent coulé en coquille — dans la fabrication des pistons de moteurs à explosion.

D'autre part, l'alliage renfermant 3 p. 100 de cuivre avec 1 p. 100 de manganèse est fort intéressant en barres laminées et étirées, comme alliage de décolletage : il accuse d'ailleurs :

$$R = 22 \text{ à } 23 \text{ kg par mm}^2 \qquad A = 20.$$

Alliages de zinc. — Ces alliages ont été extrêmement étudiés notamment par Rosenhain et Archbutt. On a retenu de cette étude trois types principaux à 10, 15 et 30 p. 100 de zinc.

Mais ces alliages présentent un phénomène fort ennuyeux : laminés et étirés, ils se fendent sous l'influence de changement de température. Ce fait est déjà connu pour les laitons à bas titre et très écrouis. Il est connu en Angleterre sous le nom de *season-cracking* ; les barres se fendent dans le sens de la longueur.

L'addition de cuivre en faible quantité améliore les alliages Al-Zn et l'on doit retenir spécialement l'alliage Zn. 20 p. 100 ; Cu. 3 p. 100, dont voici quelques propriétés intéressantes d'après l'étude de Rosenhain, Houghton et Bingham [1].

RÉSUMÉ DES ESSAIS DE TRACTION EFFECTUÉS SUR L'ALLIAGE « 3/20 »
Cu, 3 pour 100 ; Zn, 20 pour 100 ; Densité 3,1.

ÉCHANTILLON	ÉTAT DU MÉTAL	LIMITE ÉLASTIQUE EN KG : MM²	CHARGE DE RUPTURE EN KG : MM²	STRICTION EN CENTIÈMES	ALLONGEMENT EN CENTIÈMES SUR 2 INCHES
Barre	Laminé à chaud.............	27,6	41,5	29,8	17
	— —	27,1	43,0	—	18
	— —	28,8	42,5	36,0	21
	— —	27,4	42,0	—	30 (¹)
	Recuit à 200° C.............	23,7	39,0	—	21
	— à 225-250° C..........	—	41,0	21,4	19
Tôle	Laminé à chaud.............	26,6	42,8	—	19
	— —	—	39,6	—	13-19
	— vieilli 4 ans	42,5	51,8	—	16
	— recuit 200° C.........	19,3	48,7	—	24-18
	— à froid.............	41,0	42,8	—	11
	Laminé recuit à 225-250° C....	20,4	37,5	—	20
Fil	Dans l'état où il a été livré par un fabricant	—	43,4	—	8 (²)
	— —	—	48,7	—	5 (²)
	— —	—	42,9	—	2 (²)
	Recuit à 250° C.............	—	32,5	—	14 (²)
	— —	—	35,0	—	9-5 (²)
	— —	—	32,5	—	—

(¹) Sur 1 inch.
(²) Sur 4 inches.

[1] *Institute of Metals*, t. **23** (1920), p. 261.

Alliages de silicium. — Ces alliages constituent assurément la plus nouvelle et peut-être la plus importante de toutes les questions que j'ai l'honneur de résumer devant vous, ce soir. Certes, ces alliages ont déjà donné lieu à des recherches intéressantes. Précisée récemment, leur constitution est très simple. Le liquidus indique un eutectique à 10,5 p. 100 de silicium, fondant à 578°C. Le solidus est formé d'une horizontale qui va sensiblement d'un bout à l'autre du diagramme indiquant seulement une solution très faible dans le voisinage de l'aluminium ; cette solution peut renfermer au maximum 0,7 p. 100 de silicium (fig. 13).

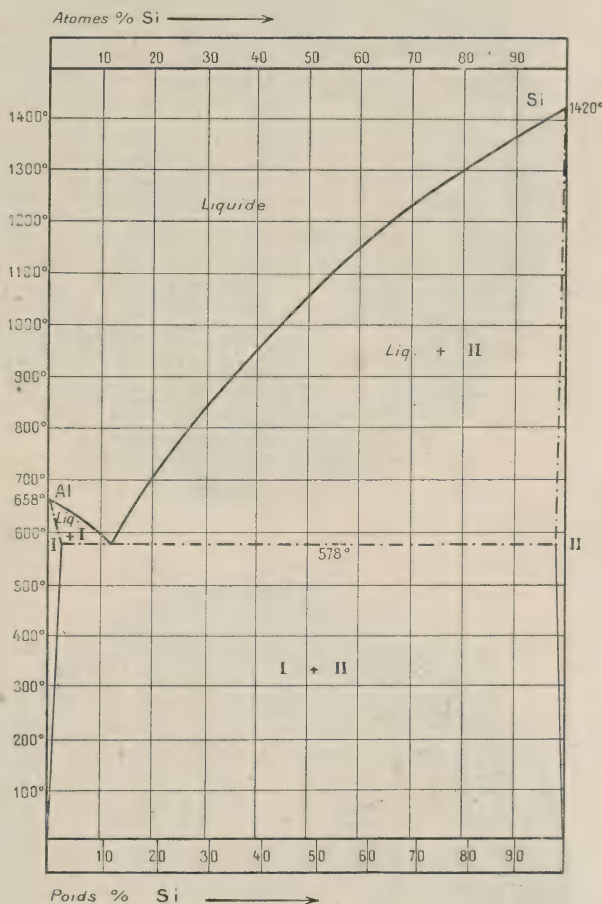


Fig. 13. — Diagramme des alliages Al-Si.

Si l'on prépare, sans précautions spéciales, l'alliage eutectique, on lui trouve une structure grossière, des grains volumineux de silicium entourés d'aluminium ; l'alliage ne possède pas de propriétés très remarquables. On a :

$R = 13$ à 15 kg : mm² $A = 22$

à l'état laminé et recuit.

Mais si l'on prend les précautions suivantes, qui sont les caractéristiques de de la fabrication de l'alliage dit « Alpax », il en est tout autrement : le silicium (à 95 p. 100) étant ajouté dans l'aluminium fondu, on porte l'alliage à la température de 900° C ; puis on ajoute un mélange de sels alcalins ; on remue énergiquement ; on laisse refroidir ; vers 800° C, les sels se solidifient en surface ; on les écrème et on laisse refroidir encore pour couler aux environs de 700 à 725° C.

On obtient alors un alliage qui, à l'état coulé, donne :

$R = 20$ kg : mm² ; $A = 5$ à 10.

Ce sont là les chiffres les plus élevés de charge de rupture que l'on connaisse dans les alliages d'aluminium à l'état coulé.



Fig. 14. — Alliage Al-Si à 13 p. 100. Si non affiné.



Fig. 15. — Le même affiné.

Le module d'élasticité de l'alpax est de 9500 tandis que celui de l'aluminium est de 7500.

D'ailleurs, il faut bien noter que l'alpax présente d'autres qualités intéressantes. Sa densité est un peu inférieure à celle de l'aluminium : 2,5 à 2,65. Son coefficient de dilatation est de 0,0000222; celui de l'aluminium: 0,0000251 ; son attaquabilité à l'état coulé par l'eau et l'acide nitrique est bien moindre que celle de l'aluminium.

Enfin, l'alpax donne au frottement des résultats que l'on peut dire au moins très encourageants.

D'où peut provenir l'importance très nettement établie du traitement chimique? On peut affirmer que les sels alcalins ajoutés solubilisent l'alumine et la silice et que les additions ont pour premier effet de permettre à l'aluminium de *mouiller* le silicium. Est-ce là le

seul effet? La question est très discutée. En tous les cas les deux structures de l'alliage produit sans traitement et de l'alliage traité sont très différentes : dans le premier cas, on a des grains isolés de silicium, dans le second cas, on a de l'eutectique seul (fig. 14 et 15).

Quoi qu'il en soit, l'alpax donne déjà des résultats industriels très remarquables ; au dernier Salon de l'Automobile, il a occupé une place notable et l'on trouvait des pièces très importantes coulées en cet alliage.

On l'utilise déjà pour pistons et bielles de moteurs à explosion, aux carters, aux ponts arrière, même pour bloc moteur, dont on garnit les cylindres de chemises de fontes, pour roues, etc., etc.

Autres alliages binaires d'aluminium. — Parmi les autres alliages binaires, nous retiendrons seulement les alliages d'aluminium-magnésium.

L'addition par elle-même du magnésium n'est pas très intéressante. L'alliage à 2,7 p. 100 de magnésium donne seulement :

$$R = 14; \qquad E = 10; \qquad A = 24.$$

On prétend qu'avec 4 p. 100 de magnésium, on a :

$$R = 20; \qquad A = 22.$$

Mais ces alliages sont surtout intéressants après le traitement dont nous allons parler.

Les autres alliages binaires étudiés ne présentent aucune supériorité sur ceux déjà signalés.

Alliages complexes d'aluminium. — Sans nous arrêter aux recettes multiples qui ont été brevetées et qui n'ont généralement aucun intérêt, nous examinerons de suite la question si passionnante des alliages complexes prenant la trempe.

Alliages Al-Cu-Mg avec Si, Zn ou Mn.

La caractéristique de ces alliages se trouve dans la présence simultanée du cuivre et du magnésium avec, suivant les marques, addition de zinc ou de manganèse. Ces alliages contiennent, de plus, du silicium qui souvent n'a été apporté dans le produit que par l'aluminium initial. Le duralumin rentre dans cette catégorie d'alliages.

Ces alliages ont tous la propriété remarquable suivante :

Trempés à des températures généralement comprises entre 475° et 500° C dans l'eau et abandonnés à la température ambiante, ils durcissent. Cette propriété a été mise en vue pour la première fois par Wilm [*Métallurgie*, t. 7, p. 225 et t. 8 (1911), p. 656].

Citons de suite quelques chiffres (nous verrons plus loin leur importance), donnés par l'alliage de composition.

Cu, 3,5 pour 100; Mg, 0,5 pour 100; Mn, 0,5 pour 100;
Al = différence aux impuretés près.

Cet alliage est le duralumin normal.

Il donne, filé à la presse et recuit :

$$R = 22; \quad E = 10; \quad A = 20.$$

Trempé entre 475° et 500° C à l'eau, il donne, aussitôt après traitement :

$$R = 20; \quad E = 10; \quad A = 22$$ [1].

Abandonné à lui-même, à la température ambiante pendant 48 heures, il fournit :

$$R = 36 \text{ à } 40; \quad E = 20 \text{ à } 22; \quad A = 21 \text{ à } 22.$$

Résumons la théorie de la trempe du duralumin telle qu'elle découle des essais les plus récents [2].

a) Les expériences que nous avons poursuivies avec MM. Jean Durand et Jean Galibourg prouvent que le durcissement est bien dû à un revenu à la température ordinaire, fait analogue à celui obtenu dans un acier hypertrempé par un revenu à 150-200° C.

En effet :

1° Si le métal est trempé dans un bain très froid, tel que l'air liquide, et s'il est laissé dans ce bain, il ne durcit pas; il suffit de le tirer du bain et de le laisser à 15° C pour noter l'augmentation de la charge de rupture;

2° Si le métal trempé est porté à une température supérieure à 15° C mais inférieure à une certaine limite, on obtient plus rapidement les propriétés données par un repos de 48 heures à 15° C et cela d'autant mieux que la température est plus voisine d'une certaine limite correspondant — comme dans les aciers — à un abaissement de la dureté.

b) L'explication du durcissement du duralumin se trouve dans la généralisation de la théorie actuelle de la trempe.

Par chauffage avant la trempe, on fait entrer en solution certains constituants de l'alliage; le brusque refroidissement maintient cette dissolution; le revenu, fait à basse température, a pour effet de précipiter ces constituants, mais à l'état très divisé; d'où la variation de propriétés.

c) Les diagrammes les plus récemment tracés montrent en effet qu'il

(1) On indique souvent des effets plus importants de trempe; ils proviennent de ce que l'on prend comme point de départ un métal écroui et non recuit; on confond ainsi l'effet de la trempe, avec l'effet du recuit avant trempe.

(2) L. Guillet. *Chimie et Industrie* (février 1922) et *Revue de Métallurgie* (mars 1922).

existe dans le voisinage de l'aluminium, notamment dans les alliages Al-Cu Al Mg et même Al-Si des solutions solides dont le domaine est limité par une courbe. De ce fait, certains alliages sont formés à la température ordinaire de la solution solide et d'un autre corps, tandis qu'à température élevée cet autre corps entre en solution.

d) Une série d'expériences [1] qu'il ne nous paraît pas nécessaire de décrire ici en détail a prouvé le rôle des différents éléments dans le traitement et montre notamment que la présence simultanée du silicium, du magnésium et du cuivre est indispensable ; le microscope indique clairement une dissolution de la combinaison Al^2Cu par trempe et sa précipitation à l'état très divisé par revenu.

Le fait est moins précis pour la combinaison Mg^2Si qui existe aussi dans l'alliage initial.

e) Les moulages de ces alliages ne donnent pas de résultats après traitement ; la dureté est très hétérogène. Cela paraît dû à une dissolution difficile des constituants, ces constituants n'ayant pas subi d'action mécanique assez développée. La coulée en coquille facilite le traitement. Ainsi nous avons obtenu sur des alliages ainsi préparés :

$$R = 33,4 ; \quad E = 29,6 ; \quad A = 4,4.$$

Une étude très complète a été récemment publiée par Rosenhain, Archbutt et Hanson [XI[e] rapport du Comité des alliages, *Institution of Mechanical Enginers*, (1921) ; Extraits *Revue de Métallurgie*, (janvier 1922) par Barrand]. Il s'agit notamment d'alliages complexes de la même catégorie ; il est donc très intéressant de résumer les principaux résultats ; ils ont trait notamment à trois types d'alliages :

1° Cu, 2,5 pour 100 ; Zn, 20 pour 100 ; Mg, 0,5 pour 100 ; Si, 0,2 pour 100 ; Fe, 0,2 pour 100 ; Al, le reste.

Après trempe à 350° C et vieillissement à température ambiante :

$$R = 38 ; \quad E = 50 ; \quad A = 11 \text{ à } 12.$$

Après trempe à 400° C et même vieillissement :

$$R = 63 ; \quad E = 33,4 ; \quad A = 9.$$

Mais cet alliage paraît difficile à laminer et à filer à la presse ; il faudrait le forger.

2° Cu, 2,5 pour 100 ; Zn, 18 pour 100 ; Mg, 0,35 pour 100 ; Mn, 0,35 pour 100 ; Si, 0,8 pour 100 ; Al, le reste.

On obtient alors par trempe à 400° C et vieillissement ;

$$R = 53,5 ; \quad E = 47,4 ; \quad A = 19 ;$$

(1) L. Guillet, *loc. cit.*

3° Cu, 4 pour 100; Ni, 2 pour 100; Mg, 1,5 pour 100; Al, le reste.

Par trempe à 520° C dans l'eau bouillante et vieillissement, il donne :

$$R = 38; \quad E = 24; \quad A = 23\text{-}$$

Ce dernier alliage résiste très bien à l'action de l'eau de mer.

En conclusion de leurs très importantes recherches, Rosenhain, Archbutt et Hanson ont étudié le système formé par l'aluminium et la combinaison Mg^2Si. Ils ont trouvé un eutectique formé de ce composé et d'une solution à haute teneur en aluminium qui renferme au maximum 0,5 p. 100 de Mg^2Si à la température ordinaire. D'après les auteurs, Mg^2Si serait soluble à haute température (500° C).

Cette comparaison serait, comme nous l'avons dit, la cause déterminante du durcissement. Pour les alliages complexes, 15 p. 100 de zinc jouent le même rôle que 3 p. 100 de cuivre et ne réduisent pas la solubilité de la combinaison.

D'ailleurs, si le revenu a lieu à 200° C au lieu de la température ambiante, la dureté est augmentée.

Ainsi un alliage à 3 p. 100 de Cu et 1 p. 100 de Mg^2Si donne comme dureté :

$\Delta = 70$, recuit avec refroidissement lent;

$\Delta = 100$, après trempe et revenu à la température ordinaire;

$\Delta = 130$, après revenu à 200° C.

De tout cela, il faut surtout retenir la conclusion capitale suivante : l'influence primordiale de la combinaison Mg^2Si et partant la nécessité, jamais entrevue jusqu'alors, de régler la proportion de magnésium sur la teneur en silicium de l'aluminium et de l'intérêt qu'il peut y avoir à ajouter du silicium.

Ce corps ne constitue donc plus l'impureté que l'on redoutait dans l'aluminium commercial.

Alliages de magnésium. — Ces alliages extra-légers (la densité du magnésium est de 1,8) trouvent déjà des débouchés importants dans l'aéronautique et l'automobilisme.

Les élektrons, alliages contenant un peu d'aluminium et de zinc, préparés d'abord à Griesheim, sont fabriqués en France.

Leur composition varie entre les limites suivantes :

Mg, 89 à 97 pour 100;
Zn, 1 à 5.5 pour 100;
Al, 0,5 à 5 pour 100;

avec souvent de faibles quantités de cuivre et de manganèse.

Voici les résultats que nous avons obtenus sur des échantillon de provenance allemande :

1° Alliage Mg, 90 pour 100; Zn, 5 pour 100; Al, 5 pour 100 laminé recuit.

$R = 27$; $E = 15$; $A = 15$;

2° Le même, écroui :

$R = 42$; $E = 32$; $A = 8$.

Le module d'élasticité de ces alliages varie entre 4 250 et 4 500. Ces alliages demandent de grandes précautions dans la préparation des moules et dans la coulée [Thomas, *Stahl und Eisen*, (1920), p. 290]; le sable du moule doit être très siliceux ; il faut des masselottes importantes et disposer le moule de façon que les parties minces soient remplies les premières ; le séchage des moules doit être parfait ; dans un moule humide, il se produit de petites explosions avec destruction du moule ; il faut sécher vers 450° C ; le métal est fondu dans des creusets en fer que l'on ferme pendant l'opération On coule vers 680° C.

Dans le travail sur tour, il faut éviter l'inflammation possible des copeaux.

Voici, en outre, les caractéristiques physiques de trois alliages fabriqués couramment.

	I	II	III
Point de fusion..............	650°C	635°C	630°C
Densité......................	1,74	1,83	1,84
Chaleur spécifique............	0,25	0,25	0,24
Conductibilité électrique.......	21,5 à 22,5	16 à 18	12 à 13

D'après les déterminations les plus récentes, les alliages Mg-Zn ne renferment aucune solution solide, si ce n'est peut-être dans le voisinage du magnésium pur ; encore cette solution ne contient-elle au maximum que 3 p. 100 de zinc à la température ordinaire. Au delà, il existe la combinaison $Zn\ Mg^2$ qui forme avec la solution un eutectique fondant à 345° C et correspondant à 48 p. 100 de magnésium. Cet eutectique renferme un peu plus de solution que de combinaison. Les alliages zinc-magnésium présentent donc un intérêt moindre que les alliages d'aluminium et de magnésium. Mais ceci ne permet pas de conclure sur les alliages ternaires Mg-Zn-Al dont l'étude du diagramme n'a pas été publiée. Actuellement, en France, on obtient :

$R = 25$ à 26; $E = 16$ à 17; $A = 14$ à 15.

et même :

$R = 29$ avec $A = 13$

$R = 33$ avec $A = 5$.

Les alliages magnésium-cuivre sont très peu usités. Cependant, on

signale un alliage pour pistons de moteurs donnant de très bons résultats et correspondant à la composition : (Mg = 90; Cu = 10).

Le diagramme de ces alliages n'indique l'existence d'aucune solution solide. Dans le voisinage du magnésium pur les alliages sont formés de magnésium pur et de l'eutectique Mg-Cu Mg^2 qui fond à 485° C et correspond à 60 p. 100 de Mg. Cet eutectique renferme sensiblement parties égales des deux constituants. L'addition de cuivre doit donc augmenter la charge de rupture et la fragilité en diminuant les allongements. Il peut en être tout autrement dans les alliages complexes, le cuivre donnant des solutions solides avec l'aluminium et le zinc.

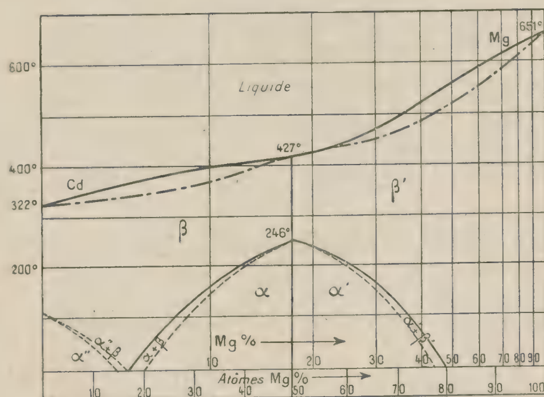


Fig. 16. — Diagramme des alliages Cd-Mg.

Enfin, nous signalerons les alliages magnésium-cadmium qui paraissent très intéressants.

Le diagramme (fig. 16) indique une solution solide qui présente, d'ailleurs, une transformation. Mais, dans la zone de la solution initiale, il y a une augmentation très nette de dureté.

La dureté du magnésium (charge 500 kg; bille 10 mm de diamètre) est $\Delta = 28$ à 30.

Dans la zone de la solution β, on arrive aisément à doubler ce chiffre. On obtient donc des résistances de 20 kg : mm^2 sur métal coulé.

Les recherches sur les alliages magnésium-cadmium ont une fois de plus attiré l'attention sur l'importance industrielle des solutions solides. C'est dans un tel domaine que l'on doit rechercher l'augmentation simultanée de toutes les propriétés mécaniques, sauf celle de frottement.

IV. — Alliages divers

Nichromes. — Nous avons déjà indiqué les principales propriétés de ces alliages à propos des aciers à hautes teneurs en nickel et en chrome : leur inoxydabilité, même à température élevée, le maintien d'une dureté assez forte jusque vers 600° C, les désignent pour diverses applications, seul le prix élevé arrête leur développement.

Leur constitution est encore discutée ; le liquidus (fig. 17). présente un minimum très net ; mais on ne peut encore affirmer s'il y a une seule solu-

tion solide ou deux solutions dont la limite correspondrait au minimum. La détermination de la résistance électrique doit permettre de trancher la question ; on s'en préoccupe actuellement.

Alliages Plomb-Calcium, Plomb-Baryum. — Ces alliages sont intéressants pour les pièces de frottement. Examinons leur constitution. Les diagrammes ne sont connus que dans le voisinage du plomb ; mais ce sont ces parties qui, seules, nous intéressent.

Plomb-Calcium. — Un eutectique correspond au plomb métal ; la combinaison Ca Pb^3 fondant à 649° C (Pb = 94 p. 100) se forme avec maximum du liquidus. Entre le plomb et la verticale de la combinaison les alliages sont donc formés de Pb-Ca Pb^3.

Fig. 17. — Diagramme des alliages Cr-Ni.

Fig. 18. — Diagramme des alliages Ca-Pb.

Plomb-Baryum. — Le diagramme est analogue à celui des alliages Pb-Ba. On trouve aussi la combinaison Ba Pb^3.

Les alliages utilisés dans l'industrie renferment 2 à 1 p. 100 de baryum avec 0,5 à 0,8 de calcium. Ils contiennent donc les combinaisons Ba Pb^3 et Ca Pb^3 et leur emploi dans le frottement confirme la théorie émise par M. Charpy dès 1897 pour les antifrictions : l'alliage

doit être constitué par un corps dur enchâssé dans un substratum mou.

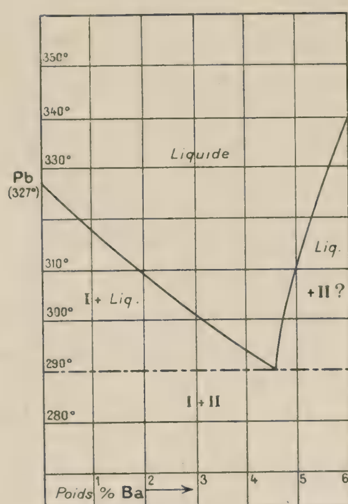


Fig. 19.
Diagramme des alliages Ba-Pb.

Ces alliages Pb-Ca-Ba vendus aux Etats-Unis sous le nom de métal Ulco ont des propriétés intéressantes ;

Ils donnent :

$R = 10$ à 12 kg : mm²; $E = 5,6$ à $6,5$ kg : mm².

En pratique, ils peuvent supporter sans fatigue une charge de 3,6 kg par mm².

La dureté Brinell diminue plus lentement avec la température que pour les autres antifrictions; on a (sous charge de 500 kg):

A 15° C : $\Delta = 29,9$: à 50° C : $\Delta = 24,0$:
à 100° C : $\Delta = 19,1$; à 150° C : $\Delta = 14,8$:
à 200° C : $\Delta = 9,4$.

Il faut d'ailleurs noter que le métal brusquement refroidi ou même coulé en coquille voit augmenter sa dureté avec le temps. Ainsi, dans les mêmes conditions, on a :

30 heures après la coulée : $\Delta = 26,9$ à $30\ 4$;
10 jours après la coulée : $\Delta = 27,2$ à $32,6$.

CONCLUSIONS

Le trop rapide exposé que nous venons de faire montre l'activité extraordinaire qui règne dans les recherches sur les alliages.

A l'heure actuelle, ces études sont conduites de façon très scientifique en se basant sur les déterminations physiques, analyse thermique, examen microscopique, détermination des dilatations, de la résistivité, etc..., toutes méthodes bien assises dans les laboratoires industriels.

Un amas considérable de documents, qui va chaque jour en croissant, sert de guide à ceux qui préparent ou utilisent les alliages.

Ainsi, a été écrit l'un des chapitres les plus fructueux de la physico-chimie, l'un de ceux qui ont le plus coopéré au rapprochement des savants et des industriels.

De grands efforts sont encore nécessaires. Notre pays, qui a toujours été à la tête de ces fabrications, qui a créé la plupart des méthodes de recherches utilisées, saura bien garder le rang privilégié qu'il occupe dans cette branche de la métallurgie.

Manuscrit reçu le 17 Novembre 1922.

LA LIMITATION DU SPECTRE SOLAIRE ULTRAVIOLET

Par MM. J. DUCLAUX et P. JEANTET

On sait que le spectre solaire est limité du côté de l'ultraviolet aux environs de la longueur d'onde 2900 Å. Les belles expériences de MM. Fabry et Buisson [1] ont établi que cette limitation est due à la présence de l'ozone dans la haute atmosphère. La décroissance de l'intensité lumineuse dans le spectre solaire est, en effet, la même que si ses rayons traversaient, au lieu de l'atmosphère, une couche d'ozone pur épaisse de 3 millimètres en moyenne, avec des variations journalières de l'ordre du dixième de cette moyenne.

Cette quantité d'ozone suffit à expliquer la disparition du spectre solaire dans toute la région couverte par la bande d'absorption de l'ozone, c'est-à-dire entre les longueurs d'onde 2900 et 2100 Å environ. Mais elle n'explique pas pourquoi le spectre ne réapparaît pas pour des ondes plus courtes. En effet, comme nous le verrons tout à l'heure, le coefficient d'absorption de l'ozone pour les rayons voisins de 2100 Å est trop faible pour que la disparition de ces rayons puisse lui être attribuée, à moins qu'ils n'aient déjà une intensité très faible à la limite de l'atmosphère.

Or il ne semble pas qu'il en soit ainsi. On peut admettre que le spectre solaire n'est pas très différent du spectre du corps noir à la température de 6000° C [2]. Or, pour cette température, si on désigne par $E_\lambda d\lambda$ la quantité d'énergie rayonnée entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$, les valeurs de E_λ en fonction de λ sont les suivantes (en unités arbitraires, λ en Å.)

λ	5 000	4 000	3 000	2 000	1 500	1 000
E_λ	3,5	3,3	2,0	0,28	0,023	0,00006

Comme on le voit, l'affaiblissement ne commence à devenir rapide que pour les ondes plus courtes que 1500 Å c'est-à-dire loin de la région qui nous occupe. D'autre part, il n'y a pas de raison pour que ces rayons soient interceptés par l'atmosphère solaire : on sait même que la formation de

(1) *Journal de Physique*, t. **2** (1921), p. 197.

(2) Fabry et Buisson. *Comptes Rendus*, t. **175** (1922), p. 156.

l'ozone dans la haute atmosphère est une preuve indirecte de leur présence dans cette région.

On sait aussi qu'ils n'arrivent pas au sol. C'est ce qui résulte de l'insuccès des tentatives faites pour prolonger le spectre solaire du côté de l'ultraviolet. Comme de grands perfectionnements de technique sont encore possibles, nous ne considérons cependant pas cette question comme définitivement tranchée. Il est par contre certain que si des rayons voisins de 2100 Å arrivent à la surface du sol, ils n'y possèdent plus qu'une intensité très petite, de l'ordre du dix millième peut-être de leur intensité à la limite de l'atmosphère. Celle-ci doit donc contenir des substances capables de les diffuser ou de les absorber. Nous voyons tout de suite que la diffusion moléculaire est insuffisante : reste l'absorption.

L'air contient deux constituants principaux, oxygène et azote, et des constituants accessoires. En ce qui concerne le rôle des premiers on ne peut rien affirmer, leur coefficient d'absorption dans la région considérée est excessivement petit, mais comme leur épaisseur est très grande (6500 mètres sous la pression 760 pour N et 1600 pour O) il est possible qu'ils produisent une absorption notable ; on ne peut rien conclure sans connaître la valeur du coefficient d'absorption [1].

Pour ce qui est des constituants accessoires, nous mettrons tout de suite hors de cause l'acide carbonique, la vapeur d'eau, l'hydrogène et les gaz rares qui sont en quantité insuffisante ou bien n'ont pas de pouvoir absorbant dans la région considérée.

L'influence de l'ozone doit être examinée de plus près. D'après Meyer [2] le pouvoir absorbant de l'ozone passe par un minimum vers 2100 et recommence à croître ensuite : nous avons vérifié l'existence de ce minimum. Il n'y a pas dans cette région de mesures absolues de l'absorption dans lesquelles on puisse avoir confiance : on peut seulement juger d'après la courbe donnée par MM. Fabry et Buisson que le coefficient d'absorption doit être à peu près le même pour 2100 que pour 2950 Å, mais cette donnée obtenue par extrapolation manque entièrement de précision.

Nous avons pu montrer sans faire aucune mesure absolue que la quantité d'ozone atmosphérique est insuffisante pour expliquer l'absorption des rayons solaires dans la région 2100 Å. A cet effet, nous avons photographié une étincelle condensée (électrodes d'aluminium) en interposant sur le trajet du faisceau lumineux un tube de 25 cm de long renfermant de l'air

(1) Voir à ce sujet Lyman, *the spectroscopy of the extreme ultra violet,* p. 18.
(2) Cité par Lyman, *loc. cit.*, p. 25.

ozonisé. Avec le spectrographe à prisme d'eau que nous employons il est facile d'avoir en une minute un spectre continu allant jusque vers 1850 Å. Si la quantité d'ozone est petite on observe une bande d'absorption étroite ayant son maximum vers 2550 Å : à mesure que cette quantité augmente la bande s'élargit et le spectre apparaît coupé en un point d'autant plus rapproché du spectre visible qu'il y a plus d'ozone dans le tube. Par tâtonnement on arrive à ce que la coupure se fasse aux environs de 2900 Å, c'est-à-dire de la longueur d'onde qui limite le spectre solaire. Lorsque ceci est réalisé, de l'autre côté de la bande d'absorption le spectre reparaît vers 2100 Å et reste visible jusqu'à 1850 Å. Il devrait en être de même du spectre solaire si l'ozone était la seule cause de l'absorption, et ceci d'autant plus que l'intensité des rayons du côté de l'ultraviolet diminue moins vite dans le spectre solaire (tel qu'il est émis) que dans le spectre de l'étincelle condensée, où la partie continue a une intensité pratiquement négligeable au-dessous de 1800 Å. Ce n'est donc pas l'ozone qui éteint les radiations de longueur d'onde voisine de 2100 Å ; toutefois il en diminue l'intensité d'une façon très notable [1].

Ammoniac. — Nous avons reconnu que la principale cause de l'absorption de l'ultraviolet extrême tient à la présence dans l'air du gaz ammoniac. Ou plus exactement, la quantité de ce gaz qui existe normalement dans l'atmosphère semble suffisante pour expliquer la disparition des rayons plus courts que 2050 Å environ, alors même qu'il n'y aurait pas d'autre cause d'absorption.

Le spectre d'absorption du gaz ammoniac très dilué dans l'air se compose d'une série de bandes. Les moins réfrangibles sont les plus nettes : elles se composent de deux raies larges et dissymétriques que nous n'avons pu décomposer en raies plus fines. Les longueurs d'onde approchées de ces raies sont :

2 170	2 162	2 125	2 122	2 088	2 085

Au delà, les deux raies de chaque bande s'élargissent et ne peuvent plus être séparées. Les longueurs d'onde des maxima apparents des bandes d'absorption sont :

2 050	2 010	1 978	1 938	1 902

La série continue du côté de l'ultraviolet mais nous n'avons pas fait de mesures au delà de 1900 Å.

[1] En augmentant l'épaisseur d'ozone traversée on peut faire disparaître ces radiations ; la bande d'absorption s'élargit alors du côté du spectre visible jusque vers 3000Å.

Quand la quantité de gaz ammoniac mélangé à l'air augmente, ces bandes s'élargissent et se réunissent, à l'exception des trois premières : on a alors un spectre d'absorption continu qui commence vers 2060 Å. En raison de la complexité de ce spectre nous n'avons pas fait de mesures quantitatives des coefficients d'absorption : nous n'avons fait que des observations presque qualitatives qui suffisent cependant à résoudre le problème cherché.

A cet effet nous avons photographié un spectre d'étincelle condensée (électrodes Al) en faisant traverser au faisceau lumineux un tube de 25 centimètres de long. Dans ce tube nous faisions passer un courant d'air qui avait barboté dans des flacons laveurs contenant de l'ammoniaque titrée à une température connue. Une étude préalable avait donné la relation entre la concentration de l'ammoniaque dans les flacons laveurs et la concentration du gaz ammoniac dans l'air. Nous avons trouvé, par exemple, qu'à 18°C l'air passant dans une solution ammoniacale à 0,9 gramme par litre entraîne 0,4 gramme de gaz ammoniac par mètre cube. Il est facile de déduire de là l'épaisseur du gaz, supposé pur, que le rayon lumineux traverse entre la source et le spectrographe.

En faisant varier cette épaisseur nous avons trouvé que :

1° Pour une épaisseur de 0,023 mm de gaz ammoniac sous la pression 760, le spectre d'absorption commence à apparaître, mais les deux bandes les moins réfrangibles ne sont pas encore visibles. La raie 1935 Å de l'aluminium, qui est située au voisinage du maximum d'absorption de la septième bande, est réduite à moins de 5 p. 100 de son intensité première. Il est donc probable que les plus réfrangibles sont les plus intenses.

2° Pour une épaisseur de 0,12 mm la première bande est encore très faible. L'absorption est continue au-dessous de 1980 Å. La raie 1935 Å de l'aluminium a presque complètement disparu malgré son intensité exceptionnelle.

3° Pour une épaisseur de 0,42 mm, l'absorption est continue au-dessous de 2015 Å. Cette absorption est très forte, car la raie 1990 Å de Al située en un *minimum* d'absorption, est déjà réduite à moins de 0,01 de son intensité.

4° Pour une épaisseur de 0,73 mm, l'absorption est continue et très intense au-dessous de 2060 Å. La raie 1990 (minimum d'absorption) ne passe plus.

Il suit de là qu'en tenant compte des deux causes normales d'affaiblissement du spectre solaire (diminution rapide de l'intensité du spectre vers les courtes longueurs d'onde d'une part, diffusion par l'atmosphère d'autre

part) on peut estimer que le rayonnement solaire au-dessous de 2020 Å serait complètement absorbé par une épaisseur de 0,5 mm de gaz ammoniac pur sous la pression 760, et ceci alors même que les autres gaz et, en particulier, l'oxygène seraient rigoureusement transparents, ce qui est peu probable.

Si on suppose cette couche de gaz ammoniac répandue uniformément dans l'atmosphère, on arrive à une teneur moyenne de 0,047 mg par mètre cube d'air.

Or, il est connu depuis longtemps que l'air contient du gaz ammoniac. Les dosages très précis effectués par M. Lévy (1) ont montré que la teneur de l'air en ammoniaque est variable d'un jour à l'autre : mais elle est bien, en moyenne, de l'ordre de grandeur du nombre que nous venons de trouver, soit quelques centièmes de milligramme par mètre cube d'air. Les limites trouvées sont d'une part 0, de l'autre 0,092 mg par mètre cube : la moyenne pour 4 mois est 0,032. Ce nombre est un peu plus faible que le nombre 0,047 auquel nous avons été conduits plus haut : mais il est probable qu'il devrait être augmenté un peu. En effet la méthode de dosage employée par M. Lévy repose sur l'absorption de l'ammoniaque par l'acide sulfurique et il est difficile de croire que cette absorption soit totale pour des dilutions de l'ordre de 1 vol. de NH^3 dans 10^8 vol. d'air.

De toute manière la quantité d'ammoniaque est suffisante pour intercepter pratiquement le spectre solaire au-dessous de 2020 Å environ. Par contre elle ne s'oppose pas au passage des rayons compris entre les trois premières bandes d'absorption, c'est-à-dire dans les régions 2140 et 2100 Å. Les premiers sont arrêtés par l'ozone : les seconds sont seulement affaiblis. Finalement on arrive à la conclusion que si des rayons solaires plus courts que 2900 Å passent, ce ne peut être que dans une bande très étroite voisine de 2100 Å. Cette conclusion mériterait d'être vérifiée avec un appareillage spécial que nous espérons réaliser. Les chances de succès seraient bien augmentées si l'expérience pouvait être faite au sommet d'une haute montagne, car au contraire de l'ozone qui n'existe que dans les régions élevées de l'atmosphère, l'ammoniaque est probablement plus abondante dans les régions basses, étant un produit des fermentations qui se produisent à la surface du sol.

Nous remarquerons à ce sujet que l'existence de l'ozone dans une région déterminée est incompatible avec celle de l'ammoniaque dans la même région, car les deux gaz réagissent l'un sur l'autre. L'un étant un

(1) *Comptes Rendus*, t. 84 (1877), p. 273 et 1335.

produit de la haute atmosphère et l'autre un produit du sol, leurs concentrations doivent varier en sens contraire. Dans la zone moyenne, leur mélange donne de l'acide nitreux qui est sans cesse ramené au sol par les pluies.

RÉSUMÉ.

L'existence de l'ozone dans la haute atmosphère explique l'extinction du spectre solaire entre les longueurs d'onde 2900 et 2100 Å, mais n'explique pas pourquoi ce spectre ne réapparaît pas au delà pour des ondes plus courtes.

La quantité de gaz ammoniac contenue normalement dans l'air est suffisante pour expliquer la disparition des rayons plus courts que 2020 Å environ.

En tenant compte des autres causes d'affaiblissement du spectre du côté de l'ultraviolet, on arrive à montrer que, si le spectre solaire se prolonge au-dessous de 2900 Å, ce ne peut être que dans une bande étroite voisine de 2100 Å. Cette conclusion mériterait d'être vérifiée par des expérimentateurs opérant autant que possible sur une haute montagne.

Manuscrit reçu le 15 octobre 1922.

SÉRIE VI. — TOME IV. AVRIL 1923 N° 4

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

IONISATION DE L'HÉLIUM ET EXCITATION DES SPECTRES DE CE GAZ PAR DES ÉLECTRONS DE FAIBLE VITESSE

Par M. G. DÉJARDIN.

1. Les vitesses critiques des électrons dans l'hélium, déterminées par différents expérimentateurs, correspondent à des potentiels égaux à 20,4, 21,2 et 25,2 volts. La plus faible, d'après Franck et Knipping [1], est la vitesse minimum que doit acquérir un électron pour faire passer l'atome d'hélium de l'état normal, où les deux orbites sont croisées, à la configuration coplanaire, dont le caractère métastable paraît en accord avec certaines observations récentes [2]. L'atome coplanaire ne peut reprendre directement l'état normal en émettant une radiation, mais seulement en subissant préalablement l'ionisation ou en formant avec les impuretés des combinaisons instables. S'il en est ainsi, le premier potentiel critique de l'hélium n'est pas, comme l'affirment au contraire Horton et Miss Davies [3], un véritable potentiel de résonance; il représente l'énergie mise en jeu dans une transformation allotropique du gaz. Les autres vitesses critiques correspondent: la seconde, à l'émission d'une radiation de résonance et la troisième, à l'ionisation de l'atome normal. En outre, des accroissements d'ionisation ont été mis en évidence vers 55 et 80 volts, conformément à la théorie de Bohr qui, appliquée à l'ion He^+, prévoit des énergies correspondant sensiblement aux valeurs précédentes pour produire le départ de l'électron restant ou l'ionisation double de l'atome normal.

Ces déterminations ont été complétées par l'étude des conditions d'excitation des spectres de l'hélium par bombardement électronique. K. T. Compton [4] et Miss Davies [5] ont observé l'apparition simultanée des raies des deux systèmes de séries de l'orthohélium et du parhélium à partir de 20,4 volts ou de 25,2 volts, suivant la pression et l'intensité du

(1) *Phys. Zeits.*, t. **20** (1919), p. **481** et *Zeits. f. Phys.*, t. **1** (1920), p. 320.
(2) KANNENSTINE, *Astrophys. Jour.*, t. **55** (1922), p. 345.
(3) *Phil. Mag.*, t. **42** (1921), p. 746.
(4) *Astrophys. Jour.*, t. **52** (1920), p. 1 et *Phys. Rev.* t. **16** (1920), p. 282.
(5) *Proc. Roy. Soc.*, t. **100** (1922), p. 599.

flux d'électrons qui traverse le gaz. Ils ont de plus déterminé, pour la raie d'étincelle 4686, deux seuils d'excitation voisins de 55 et de 80 volts.

Avant la publication du dernier mémoire de Miss Davies (Mars 1922), j'avais entrepris l'étude de l'ionisation de l'hélium et de l'excitation des spectres de ce gaz par des électrons lents. Je m'étais proposé surtout : 1° de rechercher, au moyen du spectrographe, l'origine de l'ionisation observée dans l'hélium pur ou impur traversé par des électrons dont la vitesse est inférieure à la vitesse critique d'ionisation ; 2° de préciser les conditions d'excitation du spectre d'étincelle. Les résultats obtenus, que je vais exposer très sommairement, sont en accord avec les observations de Miss Davies, mais *ils s'étendent à l'ultraviolet* et ils apportent en outre quelque précision sur l'ionisation de l'hélium au-dessous de 25 volts et sur le rôle de la vapeur de mercure.

2. **Dispositif expérimental.** — L'appareil dans lequel l'hélium est soumis au bombardement électronique appartient au type classique de la lampe à trois électrodes. La source d'électrons est un filament de tungstène F (fig. 1), tendu entre deux pinces de nickel et pouvant être aisément remplacé, en cas de destruction, grâce au rodage R. La toile de platine T et le disque D sont réunis de manière à former une anode unique. Un large tube, fermé par un disque de quartz, est soudé au tube principal, en face de la région comprise entre le filament et l'anode.

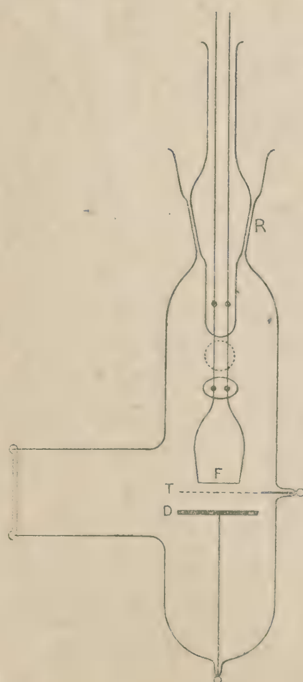


Fig. 1.

Le vide est obtenu au moyen d'une pompe à diffusion reliée à une pompe Gaëde à mercure servant de pompe préparatoire. Pour éliminer les gaz occlus, la partie de l'appareil voisine des électrodes est placée dans une enceinte d'amiante chauffée électriquement et portée pendant plusieurs jours à une température de 350° (le masticage du disque de quartz est refroidi par un courant d'eau). Au cours de cette opération, les pompes fonctionnent constamment et le filament est porté à une température très élevée. Une ampoule de forme convenable, intercalée entre l'appareil et les pompes, est plongée dans l'air liquide pendant toute la durée des expériences.

Une différence de potentiel variable, fournie par une batterie d'accumulateurs, est établie entre l'anode et l'extrémité négative du filament (1); un dispositif potentiométrique permet de la faire varier d'une manière continue autour d'une certaine valeur.

L'image de l'espace compris entre le filament et le disque est projetée, au moyen d'une lentille de quartz, sur la fente d'un spectroscope ou d'un spectrographe. Quelques observations visuelles ont été faites avec un petit spectroscope à vision directe, mais l'analyse détaillée du rayonnement émis par le gaz nécessite l'emploi de la méthode photographique. Les spectrographes et les plaques utilisés permettent d'étendre cette analyse au champ spectral 2400 Å — 7200 Å (2). La région d'émission des radiations peut être aisément déterminée grâce à la présence sur les clichés des spectres continus très étroits donnés par la lumière émise par le filament et réfléchie par la grille et la plaque.

L'hélium a été spécialement purifié par M. A. Lepape, à qui je suis heureux d'exprimer mes vifs remerciements. L'examen spectroscopique de ce gaz ne permet de déceler aucune impureté (Pl. 1, N° 1). Toutefois, sur les clichés correspondant à de longues durées de pose, un certain nombre de raies étrangères, d'ailleurs très faibles, sont visibles en même temps que celles de l'hélium. Ce sont principalement H_α et H_β (l'hydrogène provient vraisemblablement du verre et des électrodes) et quelques raies du mercure (à l'exception de toute raie du néon).

3. **Ionisation de l'hélium et excitation des systèmes de séries.** — L'ionisation de l'hélium, sous une pression de quelques dixièmes de mm de mercure et traversé par un flux d'électrons d'intensité modérée, commence à partir de 25,2 volts. Elle est accompagnée, *dès son début et avant l'établissement du régime d'arc*, de l'émission simultanée des raies des deux systèmes de séries de l'orthohélium et du parhélium; cette émission est tout d'abord localisée entre la grille et la plaque. Pour une certaine valeur du potentiel accélérateur (potentiel d'illumination dépendant de la pression du gaz), la charge spatiale des électrons est neutralisée, le courant électro-

(1) La vitesse acquise par les électrons ne correspond pas exactement au potentiel appliqué. Les corrections relatives à la chute de potentiel le long du filament (environ 2 volts), à la distribution de vitesses des électrons due à la température et aux différences de potentiel de contact ne peuvent être calculées séparément avec certitude. Il est possible de les évaluer en bloc en déterminant, au moyen de l'appareil, le potentiel d'ionisation de la vapeur de mercure dont la valeur, connue avec précision, est égale à 10,4 volts. La détermination du potentiel d'ionisation de l'hélium, supposé égal à 25,2 volts, permet d'ailleurs de vérifier le résultat ainsi obtenu.

(2) Les mesures électriques et les observations spectrographiques ont été faites parallèlement et exactement dans les mêmes conditions, de manière à obtenir l'interprétation précise des discontinuités observées.

nique augmente brusquement et une luminosité apparaît autour des électrodes. L'émission des raies de séries devient alors particulièrement intense entre la grille et la cathode, au voisinage de laquelle est concentrée la différence de potentiel appliquée (Pl. 1, N° 3).

Lorsque la pression atteint plusieurs mm de mercure, les « actions successives (chocs d'électrons lents et d'atomes anormaux, venant de subir un choc efficace ou d'absorber la radiation de résonance des atomes voisins) produisent une ionisation notable dès 20,4 volts et l'on observe en même temps l'émission simultanée des deux systèmes de séries. La pression étant seulement de quelques dixièmes de mm, il est d'ailleurs possible de déceler une certaine ionisation de l'hélium avant 25 volts, si le bombardement électronique est très intense. Sur le cliché n° 2 (Pl. 1), obtenu dans ces conditions (pression : 0,3 mm ; potentiel accélérateur : 23 volts ; pose : 80 minutes) sont visibles les raies les plus intenses de l'hélium, sans aucune trace des spectres du mercure et de l'hydrogène. L'ionisation ainsi observé est vraisemblablement due à l'effet photo-électrique de la radiation correspondant à 21,2 volts sur les atomes coplanaires qui prennent naissance à partir de 20,4 volts (Horton et Miss Davies). Les courbes courant-potentiel relatives aux pressions élevées indiquent en effet un accroissement d'ionisation assez net vers 21,2 volts.

En résumé, les raies des deux systèmes de séries ne peuvent être excitées séparément, quelles que soient la pression et l'intensité du bombardement électronique. Leur émission nécessite donc l'ionisation de l'atome d'hélium, soit par choc direct, soit par actions successives.

4. **Influence de la vapeur de mercure.** — Pour laisser subsister dans l'appareil de la vapeur de mercure sous une pression extrêmement faible, il suffit de remplacer l'air liquide qui entoure l'ampoule par de la neige carbonique. Les courbes de courant présentent alors une première discontinuité pour 20,4 volts (à condition que la pression de l'hélium soit au moins de quelques dixièmes de mm) et une seconde, moins nette que la précédente, vers 25 volts (fig. 2). Si l'ampoule est plongée dans un mélange réfrigérant glace-sel marin, la pression de la vapeur de mercure est de l'ordre de 0,1 micron. Dans ces conditions, l'ionisation commence avant 20 volts, mais augmente rapidement dès que le potentiel accélérateur dépasse cette valeur (fig. 3).

L'hélium exerce donc une action ionisante très nette sur la vapeur de mercure lorsqu'il est excité par des électrons dont la vitesse minimum correspond à 20,4 volts. L'ionisation ainsi produite, d'autant plus intense que la pression de l'hélium est plus grande, est accompagnée d'une modifica-

tion importante des spectres d'arc et d'étincelle du mercure (apparition de la raie 6152, renforcement considérable des raies d'étincelle 2848 et 3984) (¹). Cette modification est visible sur les clichés relatifs à une pression de

He : 0,45 mm
Vapeur de mercure en très faible quantité ;
courant de chauffage faible.

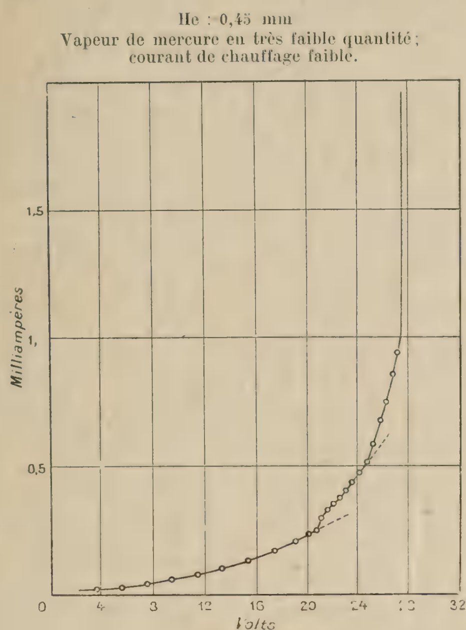


Fig. 2.

He : 0,75 mm
Vapeur de mercure : 0,1 μ ;
chauffage intense.

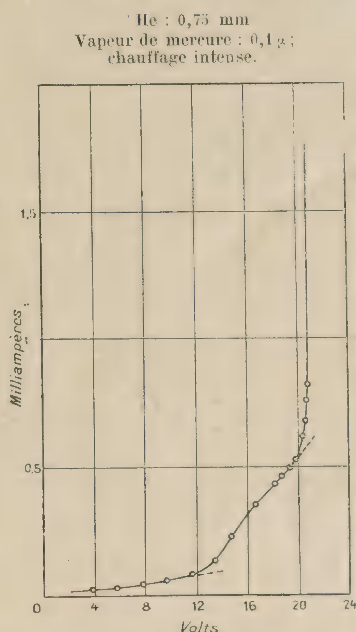


Fig. 3.

vapeur de mercure très faible, mais elle est particulièrement nette lorsque cette pression est comprise entre 1 et 2 μ (pression maximum correspondant à la température ambiante).

5. **Excitation du spectre de bandes.** — Le spectre de bandes de l'hélium n'a pu être observé que si la pression du gaz dépasse 3 mm. Dans ces conditions, le courant produit par les électrons augmente à partir de 20,4 volts et beaucoup plus rapidement quand le potentiel accélérateur dépasse 21,2 volts (à condition que le flux d'électrons ne soit pas très intense et que le régime d'arc ne s'établisse pas immédiatement). Une luminosité d'intensité croissante devient visible entre la grille et la plaque ; l'observation spectroscopique montre qu'elle est produite par l'émission des raies des systèmes de séries dans la région où le champ est sensiblement nul. Lorsqu'on fait croître de nouveau le potentiel appliqué, on observe une

(¹) *Comptes-Rendus*, t. **175** (1922), p. 952 et *Journ. de Phys.*, t. **4**, (1923), p. 178 S.
Le potentiel minimum d'excitation des raies d'étincelle du mercure est voisin de 20 volts et correspond à l'arrachement d'un second électron aux ions Hg+ préalablement formés. La radiation émise par l'hélium à partir de 20,4 volts (seulement en présence d'impuretés, d'après Franck et Knipping) possède un quantum suffisant pour produire un accroissement d'ionisation double et renforcer l'émission des raies 2848 et 3984.

augmentation brusque du courant, comme pour les faibles pressions, et une auréole pourpre apparaît en même temps autour du filament. Le spectre de cette auréole comprend à la fois les raies de séries et le spectre de bandes, que de simples observations visuelles permettent de reconnaître et même d'analyser. Vers 45 volts environ, on observe fréquemment au voisinage du disque la formation d'une calotte lumineuse, de couleur pourpre, dans le spectre de laquelle les bandes de l'hélium sont très intenses. Ce phénomène est dû vraisemblablement à des électrons immobilisés à la suite d'un choc non élastique entre le filament et la grille (ou libérés dans cette région sans vitesse appréciable) et ayant acquis ensuite une vitesse suffisante pour produire un choc efficace.

Un grand nombre de clichés (Pl. 2) ont été obtenus, sur lesquels le spectre de bandes peut-être analysé en détail. Les neuf doublets constituant la première série de Fowler ([1]) ont été reconnus (4625, 4649 — 3665, 3677 — 3348, 3356 — 3201, 3206 — 3118, 3123 — 3067, 3071 — 3033, 3037 — 3010, 3012 — 2993, 2995). Le premier terme de la seconde série de doublets est seul nettement visible (5108, 5133), mais le second terme se confond avec un groupe de raies de bandes disposées sans ordre apparent et les deux autres sont peu intenses. Les bandes à tête unique et les groupes complexes indiqués par Curtis ([2]) et désignés par α (6310, 6399), β (5732), ε (4546), ζ (4400, 4500), η (4158) et θ (3900, 4050) sont également visibles sur les clichés, ainsi que plusieurs autres groupes devant appartenir à l'hélium, parmi lesquels un ensemble de doublets situés entre 5660 et 5720 et déjà signalés par Compton ([3]).

L'intensité relative du spectre de bandes croît avec la pression ; les raies de chaque groupe restent néanmoins beaucoup moins intenses que les fortes raies de séries. Il est donc extrêmement probable que les potentiels d'excitation du spectre de séries et du spectre de bandes ont l'un et l'autre pour valeur minimum 20,4 volts. Ces spectres disparaissent d'ailleurs simultanément pour cette valeur du potentiel accélérateur lorsque le régime d'arc étant établi, le potentiel appliqué diminue ensuite d'une manière continue. Ces résultats sont en accord avec l'hypothèse de Lenz et Sommerfeld qui attribue l'émission du spectre de bandes à des molécules He^2 résultant de l'union d'atomes anormaux, excités électriquement. Ces derniers seraient, d'après Franck et Knipping, les atomes coplanaires formés à partir de 20,4 volts.

6. **Excitation du spectre d'étincelle.** — Lorsque la pression est faible

([1]) *Proc. Roy. Soc.*, t. **91** (1915), p. 208.
([2]) *Proc Roy. Soc.*, t. **89** (1913), p. 146.
([3]) *Phys. Rev.*, t. **19** (1920), p. 282.

(inférieure à 3 mm de Hg), les trois premières raies de la série de Fowler ; $\nu = 4N\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right)$, ayant pour longueurs d'onde 4686 [1], 3203 et 2733 apparaissent sur les clichés, ou tout au moins sont considérablement renforcées, dès que le potentiel accélérateur dépasse 80 volts.

Pour les pressions moyennes, comprises entre 4 et 8 mm, l'observation des raies 4686 et 3203 est rendue difficile par la présence du spectre de bandes [2]. Néanmoins, la pression étant égale à 4,5 mm et le flux d'électrons d'intensité modérée, la raie 4686 se détache nettement du spectre de bandes vers 55 volts. Si le courant de chauffage du filament est plus intense, elle semble visible à partir de 51 volts, mais elle est alors renforcée lorsque le potentiel accélérateur dépasse 55 volts. Pour une pression de 7 ou 8 mm, la raie 4686 apparaît nettement dès 51 volts [3].

La raie 3203 peut être distinguée sur plusieurs clichés correspondant à un potentiel supérieur à 55 volts et semble même apparaître dès 53 volts pour une pression de 7 mm et un bombardement électronique intense. La raie 2733 beaucoup plus faible que les précédentes, n'est visible qu'à partir de 55 volts.

Sur les clichés correspondant à une pression de 10 et 15 mm, les raies d'étincelle ne peuvent être distinguées. Le nombre d'électrons qui, dans ces conditions, peuvent acquérir la vitesse minimum d'excitation des raies d'étincelle est évidemment très faible.

Les raies de la série de Pickering du spectre d'étincelle, ainsi que les raies de combinaisons des systèmes de l'orthohélium et du parhélium ne sont visibles sur aucun cliché (potentiel appliqué inférieur à 100 volts).

Manuscrit reçu le 25 décembre 1922.

(1) Les observations visuelles suffisent pour constater l'apparition de la raie 4686.

(2) La raie 4686 se confond en effet avec l'une des raies les plus intenses du premier terme de la première série de doublets (la longueur d'onde précise de la raie d'étincelle est 4685,81 et celle de la raie de bande 4685,34). La raie 3203 se trouve noyée dans le doublet 3201, 3206.

(3) La fréquence de la raie 4686 est donnée par $\nu = 4N\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2}\right)$; par conséquent, un électron capable d'exciter cette raie par choc avec un ion He+ devra posséder une vitesse minimum correspondant au potentiel : $V = \frac{h . 4N\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{4^2}\right)}{e} = 50{,}8$ volts, valeur voisine du troisième potentiel critique observé (en accord avec les expériences antérieures de Miss Davies). L'impossibilité d'exciter la raie 4686 au-dessous de 51 volts montre qu'elle peut être émise sans que le second électron soit arraché nécessairement à l'ion He+. Si des actions successives intervenaient dans l'émission de la série de Fowler au-dessous de 55 volts (comme pour les raies de l'orthohélium et du parhélium, au-dessous de de 25,2 volts), on pourrait exciter cette série à partir de 40,6 volts, potentiel correspondant à la fréquence : $\nu = 4N\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right)$.

PLANCHE I

Tube de Plücker He 3 mm.

3889 3965 4026 4121 4144 4388 4472 4713 4922 5016 5048 5876 6678 7065

23 volts He 0,3 mm.

3889 4472 4713 5016 5876 6678 0,3

36,8 volts He 0,04 mm.

4121 4438 4713 5048 7065

PLANCHE II

27,5 volts 5,5 mm.

θ η ζ ε δ

45 volts 10,5 mm.

30 volts 10,5 mm.

ϑ η ζ ε ζ γ β α

LES DÉVIATIONS DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Par M. R. MESNY.

Appareils de mesure. — On sait que la direction des ondes électromagnétiques de la télégraphie sans fil s'obtient au moyen du radiogoniomètre, constitué en principe par un cadre mobile autour d'un axe vertical. Dans le cas le plus simple et le plus général, l'onde est plane et sensiblement verticale ; son champ magnétique est horizontal et polarisé rectilignement.

Soit $H \sin \omega t$ la valeur instantanée de ce champ au point où se trouve le cadre, s la surface de ce dernier, α l'angle de sa normale avec la direction de la propagation. La force électromotrice induite est

$$e = sH\omega \cos \omega t \sin \alpha.$$

La direction cherchée s'obtient donc en déterminant l'orientation du cadre pour laquelle e s'annule. Pour obtenir cette orientation il faut prendre des précautions spéciales, car les appareils de réception détruisent la symétrie du système et introduisent des forces électromotrices parasites. L'une des bornes du cadre se trouve en effet connectée à la grille d'un tube électronique et l'autre borne à son filament, lui-même relié aux accumulateurs. La capacité propre de la grille est très faible, sa capacité par rapport au filament ou à la plaque vaut à peine 5 cm ; quant à celle des accumulateurs par rapport à la terre elle est d'environ 50 cm. En outre, les conducteurs allant du cadre aux accumulateurs sont le siège d'une force électromotrice qui n'a pas sa contre-partie sur les conducteurs allant à la grille. Dans ces conditions il n'y a plus aucune orientation du cadre donnant lieu à une extinction de ses oscillations ; on n'observe que des minima.

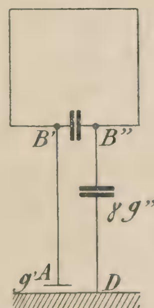


Fig. 1.

Pour retrouver des extinctions correspondant aux angles $\alpha = 0$ et $\alpha = 180°$, il suffit de rétablir la symétrie conformément au schéma de la figure 1 :

La borne B″ connectée à la grille est mise à la terre à travers un condensateur variable γ de faible capacité. Les accumulateurs A sont placés tout près du sol et les conducteurs B″D et AB′ sont installés très près l'un de l'autre sur toute leur longueur. Le réglage du « compensateur » γ se fait expérimentalement.

Nous avons soumis cette question au calcul et généralisé le problème

en recherchant l'influence de l'orientation du cadre et celle de la capacité γ sur la différence de potentiel produite aux bornes B' et B'' par un champ quelconque dont les trois composantes suivant les axes des coordonnées ne seraient pas en phase. Pour la commodité des applications il est avantageux de considérer ce champ complexe comme la superposition d'un champ polarisé rectilignement, dirigé suivant l'axe des y par exemple, et d'un champ quelconque de même fréquence ayant 3 composantes déphasées. Si l'émetteur est sur l'axe des x le champ polarisé pourra être considéré comme le champ normal de l'émission et le champ déphasé comme un champ perturbateur. En admettant que le rapport de l'amplitude du champ perturbateur à celle du champ principal soit faible, de l'ordre du dixième, on arrive aux conclusions suivantes :

Un champ perturbateur quelconque n'empêche pas les extinctions ; il modifie seulement la capacité de compensation. En outre, à l'inverse de ce qui se produit dans le cas d'un champ total polarisé rectilignement, la valeur de cette capacité n'est pas la même pour les deux extinctions à 180° l'une de l'autre.

Appelons maintenant g' la capacité par rapport au sol de l'ensemble des masses A reliées à la borne B', et g'' celle du compensateur γ quand une extinction est obtenue, puis posons :

$$\eta = \frac{g' - g''}{2g'}.$$

D'autre part, laissant de côté la composante verticale qui n'intervient évidemment pas, remarquons que le champ total peut en toutes circonstances être considéré comme un champ polarisé elliptiquement. En appelant d le rapport du petit au grand axe de l'ellipse on peut :

1° Montrer que la direction du grand axe de l'ellipse est à très peu près fournie par l'orientation du cadre correspondant à l'extinction ;

2° Établir entre η et d une relation

$$f(\eta, d) = 0,$$

dans laquelle les coefficients sont fonctions des constantes du cadre. Certaines d'entre elles sont assez difficiles à obtenir avec précision — telle par exemple la capacité du cadre par rapport à la terre — néanmoins on peut toujours en avoir une valeur approchée et la formule précédente permet d'apprécier d, en observant η.

Dans les cas où nous nous sommes placés il est donc possible, par la simple observation, de reconnaître si le champ d'une onde est polarisé rec-

tilignement ou elliptiquement et, dans ce dernier cas, de trouver l'orientation de l'ellipse et le rapport approché de ses axes.

Nous avons exposé ces considérations sur les appareils de mesure pour montrer quelles sont les indications qu'ils sont susceptibles de fournir. Nous allons maintenant examiner quelques circonstances dans lesquelles le radiogoniomètre fournit une direction différente de celle de la propagation normale soit parce que les ondes sont réellement déviées, soit parce que la diffraction produite par les conducteurs voisins des appareils modifie leurs indications. Nous étudierons successivement les déviations permanentes et les déviations variables, mais il est d'abord nécessaire d'indiquer l'ordre d'approximation des mesures. Les lectures peuvent souvent se faire avec une précision de l'ordre du dixième de degré, mais les erreurs accidentelles sont le plus souvent de 1 à 2 degrés.

2. **Déviations le long des côtes.** — Les directions de propagation dépendent naturellement des régions dans lesquelles les ondes ont cheminé. En général, on ne peut, à ce point de vue, que mentionner quelques faits d'observation, tels que la tendance des ondes à suivre les vallées un peu profondes; cependant, il y a un cas qui peut, dans une certaine mesure, se prêter au calcul (1), c'est celui où les ondes passent de la terre sur la mer — ou inversement — le long d'une côte à peu près rectiligne. On observe alors que lorsque la direction de propagation fait un petit angle avec le rivage (moins de 15° à 20°), les ondes venant de la mer ont tendance à s'incurver vers la terre; les déviations peuvent atteindre 8° à 10°.

3. **Déviations sur les navires.** — Les directions observées peuvent aussi dépendre de la forme et de la nature du terrain au voisinage même du radiogoniomètre. Nous avons étudié cette question pour le cas important de la réception à bord d'un navire. Au mois d'août 1916, à la suite d'observations effectuées sur des navires de toutes dimensions, depuis des chalutiers de 15 m de longueur jusqu'à des navires de 165 mètres, nous avions constaté que les directions observées sont affectées d'une déviation quadrantrale satisfaisant très sensiblement à la formule

$$\delta = -\Delta \sin 2g \qquad (1)$$

où g est le gisement compté à partir de l'avant dans le sens des aiguilles d'une montre et Δ un angle variant entre 2 et 12°, suivant la grandeur du

(1) Eckersley; Refraction of Electric Waves. *Radio Review*, vol. 1, n° 9 (juin 1920), pp. 421-428.

navire et l'emplacement du radiogoniomètre à bord, mais indépendant de la longueur d'onde [1].

Dans le but de chercher une première approximation de la théorie de ces déviations, nous avons résolu le problème suivant [2].

On considère une onde plane verticale, les champs y sont polarisés, le champ magnétique est horizontal; cette onde rencontre obliquement un cylindre conducteur circulaire, infiniment long dont l'axe est horizontal. Quel est le champ diffracté par ce cylindre?

En partant des équations de Maxwell, cette question peut être traitée complètement, et la solution exprimée au moyen des fonctions de Bessel. Quand on introduit la condition que le rayon du cylindre est petit relativement à la longueur de l'onde, les formules se simplifient et donnent pour valeur des champs électrique et magnétique des expressions très maniables. Il est alors facile de calculer la déviation qu'indiquerait un radiogoniomètre placé sur le cylindre.

En vertu du principe des images, la solution de ce problème est aussi celle du cas où l'onde serait limitée par un plan conducteur horizontal indéfini, sur lequel reposerait un demi-cylindre.

C'est ce cas que nous avons assimilé à celui du navire. Quoique les différences de forme soient importantes, les résultats qualitatifs du calcul sont entièrement vérifiés par l'observation. La déviation correspondant au gisement g est donnée par la formule

$$\operatorname{tg} \delta = - \frac{m^2}{(2 + m^2) + m^2 \cos 2g} \sin 2g, \tag{2}$$

où m est le rapport $\frac{\rho_0}{\rho}$ entre le rayon ρ_0 du cylindre et la distance ρ du radiogoniomètre à l'axe.

Le tableau I donne une idée de l'ordre de concordance existant entre les déviations maxima observées Δ et celles calculées Δ'. Dans ce tableau, L est la longueur du navire; l et c sont sa largeur et sa profondeur dans la région où se trouve le radiogoniomètre; h, la hauteur du centre du cadre au-dessus du pont; ρ_m est égal à $\frac{l + c}{4}$ et ρ_0 est le rayon du cylindre qui donnerait lieu à la déviation Δ; d est la distance du radiogoniomètre à l'extrême arrière.

(1) L'indépendance entre la déviation et la longueur de l'onde n'existe plus pour les ondes courtes dont la longueur est de l'ordre de deux à trois fois celle du navire. Pour ces ondes la déviation devient beaucoup plus importante.

(2) Mesny; Etude du champ diffracté par un cylindre. Applications. *Radio Review*, vol. 1, n°s 11 et 12 (août et septembre 1920).

TABLEAU I.

Comparaison des déviations calculées et observées.

NOM DU NAVIRE	L	l	c	h	ρm	Δ'	Δ	ρ_0	d
Léonce Raynaud....	35	6,0	3,0	2,10	2,25	7°5	7°5	2,25	21
— —	35	6,0	3,5	3,60	2,40	4°5	4°0	2,15	4,5
Dunois.............	78	8,5	6,8	5,75	3,80	4°5	5°0	4,15	30
—	78	5,1	3,4	3,50	2,10	4°0	7°0	3,50	7
Gloire.............	140	10,0	13,5	3,50	5,90	10°7	11°0	6,10	11
Paris..............	165	14,5	14,0	3,50	7,10	12°0	9°0	4,60	19
—	165	25,0	16,0	10,00	10,20	6°0	8°0	14,00	55
Courbet...........	165	25,0	18	12,00	10,75	5°4	5°7	11,30	52

L'écart entre les chiffres soulignés dans les colonnes Δ et Δ' d'une part, dans les colonnes ρ_m et ρ_0 d'autre part, est aussi faible qu'on pouvait l'espérer. Ponr les autres, les différences ne sont pas si importantes qu'elles puissent infirmer l'exactitude de principe de la formule (2), surtout si l'on pense à l'irrégularité des masses métalliques qui encombrent les ponts des navires de guerre.

La théorie que nous avons mentionnée montre que, dans le plan vertical passant par l'axe du cylindre, plan qui correspond au diamétral du navire, le champ magnétique du cylindre est en phase avec celui de l'onde, l'observation le vérifie. Il n'en est plus de même pour un point situé en dehors de ce plan, le champ du cylindre a alors une composante ou quadrature avec le champ de l'onde, de telle sorte que le champ total est polarisé elliptiquement. Le rapport des axes de l'ellipse est sensiblement

$$d = \frac{\pi\rho_0}{\Lambda} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \sin\theta \sin^2 g \cos g \tag{3}$$

où Λ est la longueur d'onde et θ, l'angle du plan contenant l'axe et le point considéré, avec le plan vertical de l'axe.

L'observation permet de vérifier l'existence de cette polarisation, mais il n'y a pas de concordance entre les valeurs numériques et ceci ne doit pas surprendre en raison de la forme rectangulaire de la section du navire. Les valeurs observées sont d'ailleurs trop faibles pour que l'on puisse vérifier qu'elles présentent l'allure définie de la formule (3).

Nous rapprocherons de cet exposé des déviations observées sur les navires, des résultats obtenus sur une colline. En 1919, nous avons effectué de nombreuses observations sur l'Ile des Sanguinaires, en Corse, devant Ajaccio. La carte de cette île et sa section transversale approxima-

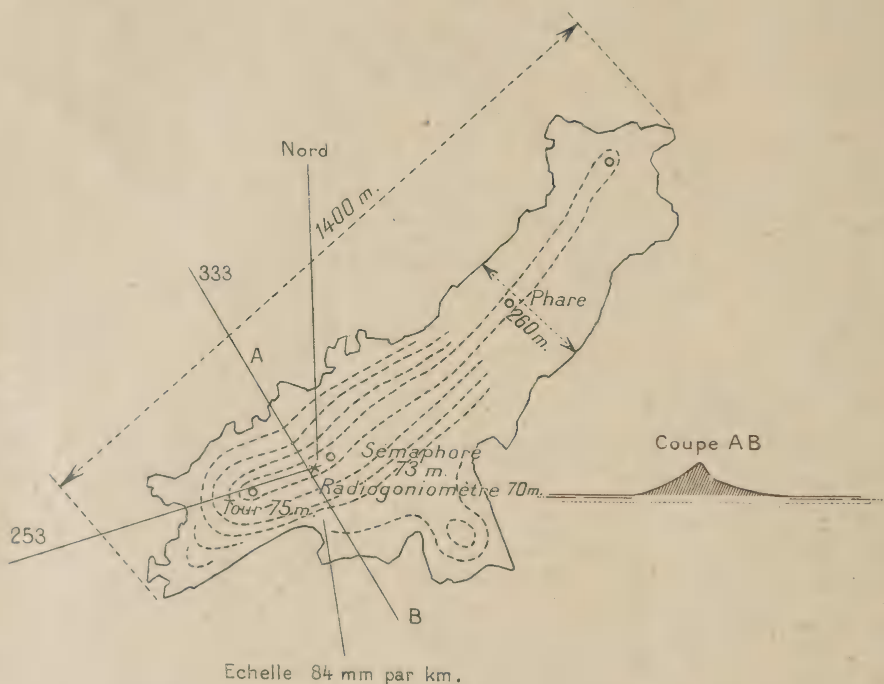


Fig. 2.

Carte de l'Ile principale des Sanguinaires (Corse).

tive sont données sur la figure 2; sa crête est à peu près rectiligne et située à une altitude variant peu autour de 75 mètres.

L'assimilation à un demi-cylindre est assurément impossible et le problème relatif à cette sorte d'obstacle devrait être traité à part. Néanmoins on sent qu'il existe une parenté entre les deux questions et ce sentiment sera pleinement confirmé si l'on examine les courbes de la figure 3.

Le gros trait plein représente les déviations observées aux différents azimuts, ceux-ci étant comptés depuis la direction de la Tour marquée sur la carte.

Le trait pointillé voisin représente les déviations calculées par la formule (2) dans laquelle on a donné à m la valeur qui conduirait à une déviation maxima égale à celle observée.

Le trait plein fin représente le rapport des axes de l'ellipse de polarisation pour les différents azimuts et le trait pointillé voisin le même rapport calculé par la formule 3 en supposant que θ y soit différent de zéro.

Les courbes de déviation s'écartent peu. Quand à celles montrant la polarisation elles ont la même allure ; au point d'inflexion O de la courbe calculée correspond un accident de même espèce pour la courbe observée.

4. **Déviations de nuit.** — En laissant de côté les écarts accidentels de 1 à 2° dont nous avons parlé plus haut, les observations de jour donnent

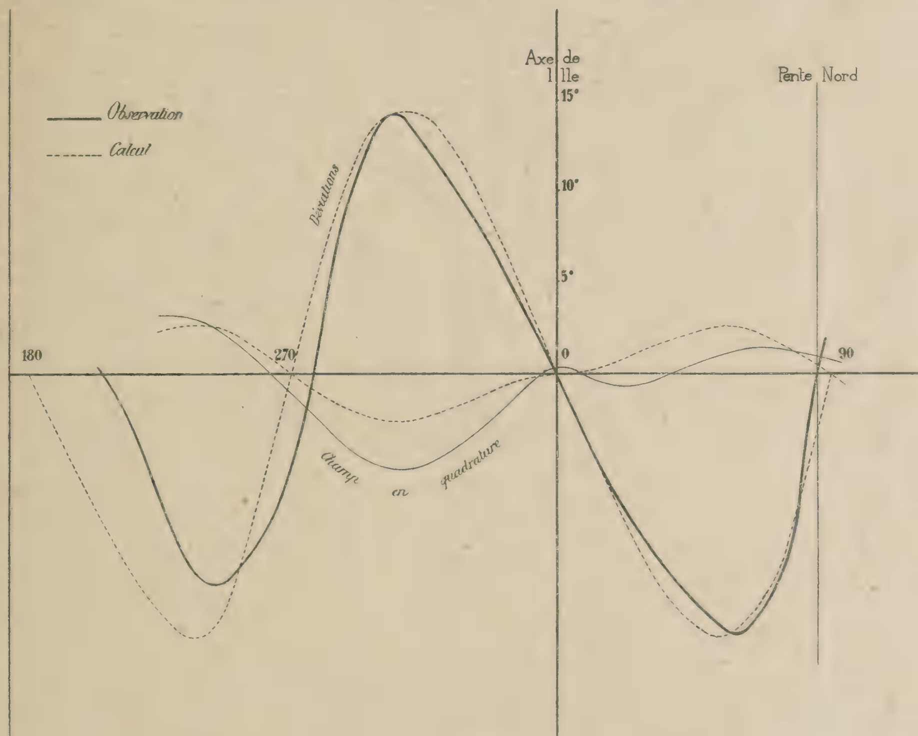


Fig. 3.

des résultats très constants. La nuit, au contraire, toute régularité disparaît, des déviations importantes, parfois considérables, se produisent; tantôt elles conservent une valeur à peu près constante pendant une heure ou plus, d'autres fois elles varient dans des limites très étendues en quelques minutes. A ce point de vue, l'un des cas les plus curieux que nous connaissions est celui auquel a trait la figure 4 ; il a été observé à Salonique en 1917 par le capitaine Brossier [1].

[1] Brossier ; Variations des relèvements radiogoniométriques. *Notice* n° 5695 de l'Etablissement central du Matériel radiotélégraphique.

Pour examiner la question de plus près, il y a lieu de distinguer entre les ondes courtes (de 500 à 1 000 m de longueur d'onde environ) et les ondes de plusieurs milliers de mètres, sans qu'il soit possible d'ailleurs de fixer une limite de séparation faute de mesures assez nombreuses sur les ondes moyennes.

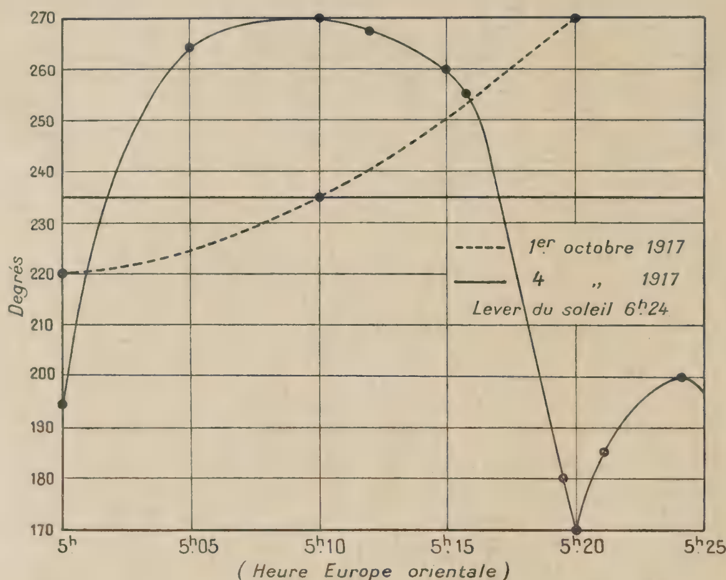


Fig. 1.

Variations de l'azimut de Malte, observé à Salonique.

Ondes longues. — Des observations ont été faites de divers côtés. En France, grâce à l'obligeance de M. Deslandres, directeur de l'observatoire d'astronomie physique de Meudon, des appareils ont pu être installés sur la terrasse du château depuis le début de 1920. Les mesures effectuées ont porté sur des ondes de 8 000 à 25 000 mètres de longueur d'onde émanant soit de postes européens (Nantes, Lyon, Bordeaux, Eilvese, Rome), soit sur des postes américains (Annapolis, Marion, Rocky-point), elles ont conduit aux conséquences suivantes [1] :

Les stations européennes donnent lieu à des déviations qui, presque chaque nuit, atteignent des valeurs de 15 à 20 degrés, mais peuvent aller beaucoup plus loin ; on a observé des écarts de 90°.

Les plus grandes déviations se produisent de préférence peu après le coucher du soleil, quelquefois un peu avant son lever.

(1) R. Mesny ; Variation en direction et en intensité du champ électromagnétique d'une émission. *Onde électrique,* t. **1**, (1922). pp. 501-517.

En général, ces déviations conservent un signe prédominant et une valeur maxima de même ordre de grandeur pendant une période de plusieurs semaines, mais ces signes et ces valeurs maxima ne se retrouvent pas aux mêmes époques des différentes années; le phénomène n'est pas

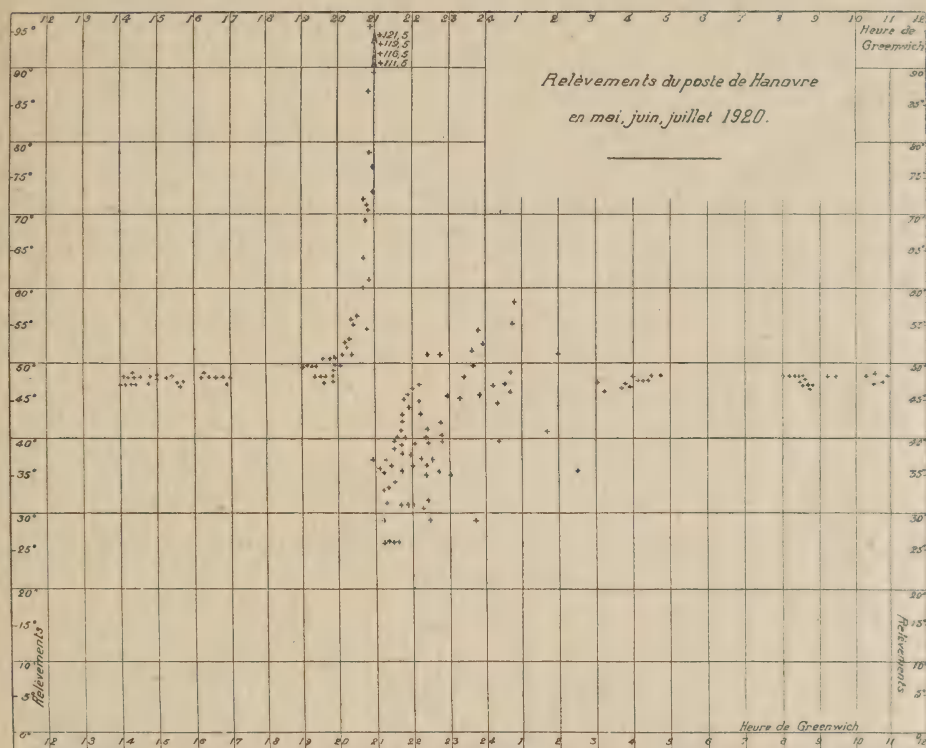


Fig. 5.

saisonnier ou, tout au moins, les écarts accidentels couvrent jusqu'à présent tout caractère saisonnier.

Parfois on observe des variations très rapides analogues à celles illustrées par la figure 4, mais ce phénomène n'est pas très fréquent.

Pendant les mois de mai, juin et juillet 1920, les observations de Eilvese dont l'azimut vrai est de 49°, ont présenté un caractère tout spécial qui n'a pas été retrouvé depuis et qui est illustré par la figure 5.

A la même époque les déviations de Lyon (azimut 149°) affectaient une allure du même genre, tandis que celles de Nantes (azimut 233) donnaient lieu à un diagramme analogue mais inversé, les déviations avant 21 heures étant négatives et celles venant ensuite positives. Néanmoins ce diagramme était beaucoup moins régulier que celui de Eilvese.

Enfin, les déviations commencent presque toujours après le coucher du soleil, mais il arrive porfois que l'azimut change un peu avant ce moment.

Quant aux ondes provenant des stations américaines, elles se comportent de façon toute différente. La station de Rocky-Point établie près de New-York est relevée à Meudon avec un écart moyen de 5°, mais les azimuts extrêmes obtenus à toute heure de la journée ne s'écartent de la moyenne que de 2°,5 au maximum.

Il y a lieu de rapprocher de ce fait les observations faites par Pickard à Seabrook-Breach, New Hampshire ($\varphi = 42°52'$ N, $\lambda = 70°49'$ O) sur les ondes des stations de Nauen et de Bordeaux [1]. Il a trouvé une déviation systématique de 5° environ, mais les azimuts extrêmes ne s'écartent de la moyenne que de 6 à 8°.

Il semblerait que la propagation des ondes au-dessus des grandes étendues de mer joue un rôle régulateur, et cette apparence serait étayée par des observations de Eckersley [2].

Pendant la guerre, une station était installée à Sofia ; de Salonique, il était impossible de déterminer son azimut tandis qu'au Caire on trouvait facilement le relèvement et ce relèvement était correct. Mais dans ces questions les contradictions fourmillent ; des relèvements de navires à la mer, près de Brest, ont donné lieu, sur l'onde entretenue de 2 100 m à des déviations de nuit atteignant 20°.

Ajoutons que pour ces grandes ondes entretenues, il est souvent possible, même quand les déviations sont fortes, d'obtenir des extinctions par une manœuvre convenable du compensateur, mais les valeurs de la capacité de compensation sont différentes pour les deux extinctions.

On en conclut, d'après ce que nous avons dit plus haut, que le champ est polarisé elliptiquement.

Ondes courtes. — Avec les ondes courtes, celles de 500 à 1 000 m environ, les phénomènes sont tout différents.

Lorsque les ondes ont cheminé sur terre sur un parcours de plus de 30 à 40 km, il devient impossible, après le coucher du soleil, d'obtenir des extinctions, on n'observe plus au téléphone que des minima de son qui s'étendent sur des plages de 15 à 20°, le long desquelles l'intensité est uniforme. Accidentellement, il arrive même que ces plages soient beau-

(1) W. Pickard. The direction and intensity of waves from European stations *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 10 (juin 1922), pp. 161-176.

(2) Eckersley. The effect of the Heaviside layer on the apparent direction of Electromagnetic Waves. *Radio Review* (février et mai 1921).

coup plus étendues et nous avons observé des cas où une rotation de 360° du cadre ne donnait lieu à aucune variation dans la réception.

Les azimuts mesurés sont alors très imprécis, néanmoins les déviations que l'on peut en déduire ne dépassent pas généralement une quinzaine de degrés.

Si l'on cherche à faire réapparaître les extinctions par la manœuvre du compensateur, on n'obtient aucun résultat, à l'inverse de ce qui arrive le plus souvent avec les ondes longues, ou du moins la réussite de cette manœuvre est tout à fait exceptionnelle et, quand elle réussit, l'extinction obtenue ne dure que quelques secondes.

Il est très remarquable que quand les ondes n'ont cheminé que sur mer ou n'ont pas parcouru plus d'une vingtaine de kilomètres sur terre tous ces troubles disparaissent et les observations de nuit sont identiques à celles de jour; ou, plus exactement, les déviations et les minima flous deviennent des accidents rares.

Couche d'Heaviside. — On a tenté d'expliquer tous ces phénomènes en invoquant des réflexions sur une couche conductrice ionisée de la haute atmosphère, dite couche d'Heaviside. Cette couche se trouverait à une hauteur de 50 à 100 km au-dessus de la surface de la terre ; de jour la basse atmosphère étant partiellement ionisée, la conductibilité varierait d'une manière continue depuis le sol jusqu'à la couche conductrice ; de nuit au contraire l'ionisation disparaîtrait dans les couches inférieures et il y aurait une transition suffisamment marquée entre la basse et la haute atmosphère pour donner lieu à une réflexion ou à un mirage importants.

Nous ne nions en aucune façon l'existence de cette couche qui semble bien établie par d'autres considérations appartenant au domaine de l'électricité atmosphérique et du magnétisme terrestre et même à celui de la radiotélégraphie, comme les grandes portées réalisées la nuit. Mais nous pensons que son action ne peut être invoquée pour expliquer les déviations.

On trouvera une discussion très complète des idées qui ont été exprimées sur les effets de cette couche conductrice au point de vue de l'accroissement de portée constaté la nuit pour les stations de télégraphie sans fil dans un ouvrage très documenté de M. Bouthillon [1].

D'autre part, cette question a donné lieu l'an dernier, à une discussion contenue dans de nombreux numéros de l' « Electrician », discussion analysée dans l'*Onde électrique* de janvier 1923 [2].

(1) Bouthillon. *La Propagation des ondes électromagnétiques à la surface de la Terre*. pp. 214-293.

(2) *Onde électrique*, 2e année, n° 13.

Nous nous proposons seulement ici de donner les raisons qui nous paraissent mettre en doute l'action de cette couche dans la question actuelle et de critiquer certaines conséquences déduites d'observations.

Le problème a été étudié avec beaucoup de détails par Eckersley (1) en ce qui concerne les déviations des ondes. Si la couche d'Heaviside existe, le récepteur est impressionné par trois ondes : « l'onde directe » qui a cheminé à la surface de la terre, l'onde réfléchie par la couche et que nous appellerons onde « incidente » ; enfin cette dernière réfléchie une deuxième fois par la terre et que nous appellerons onde « réfléchie ».

Le champ électrique de l'onde directe reste dans le plan du grand cercle contenant le point de départ et le point d'arrivée. Celui de l'onde incidente devrait rester dans le même plan si cette couche était sphérique et isotrope, Eckersley admet qu'elle peut être irrégulière, ce qui est très vraisemblable, et qu'en outre, grâce à l'action du champ magnétique terrestre, elle peut présenter des propriétés variables en un même point, dans des directions différentes. Dans ces conditions, on conçoit que dans l'onde incidente, il puisse exister une composante horizontale du champ électrique. Si donc un cadre est orienté parallèlement au plan de l'onde directe, il pourra néanmoins être le siège d'une force électromotrice provenant de cette composante. Pour obtenir une extinction ou un minimum d'intensité, il faudra modifier l'orientation de ce dernier, on trouvera une déviation. Il faut naturellement tenir compte de la composante horizontale dans l'onde réfléchie, et Eckersley l'introduit dans ses calculs.

Pour vérifier les conséquences de ceux-ci, il a réalisé l'expérience suivante : Un cadre est placé horizontalement à quelques mètres au-dessus du sol. Au milieu de ce cadre, s'en trouve un autre vertical monté en radiogoniomètre. Le cadre horizontal est influencé par les champs horizontaux de l'onde incidente et de l'onde réfléchie et par des circuits appropriés, il est facile de mesurer le rapport des forces électromotrices induites dans les deux cadres. Comparant le résultat des calculs à celui des observations, Eckersley obtient une concordance satisfaisante.

Cependant, sa théorie soulève des objections :

Supposons que le plan d'incidence soit confondu avec celui des x, z. Soit Z la composante verticale du champ électrique total (direct, incident et réfléchi) et Y_i la composante horizontale du champ électrique dans l'onde incidente. composante supposée en phase avec Z (2). Soit encore φ

(1) Eckersley. *loc. cit.*

(2) On peut considérer Y_i comme décomposée en deux parties, l'une en phase avec Z, l'autre en quadrature. Lr composante en quadrature peut être ici laissée de côté, elle

l'angle d'incidence, et la déviation donnée par le radiogoniomètre ; ces quantités sont liées très approximativement par la relation :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{2 \cos \varphi \, Y_i}{Z}. \tag{4}$$

Des déviations de 15 à 20° sont tout à fait normales la nuit. D'autre part, avec les suppositions faites par l'auteur, φ est certainement voisin de 90° ; il admet que $\cos \varphi$ est de l'ordre de 0,1.

Dans ces conditions, Y_i devra être du même ordre que Z.

Soient maintenant Z_d, Z_i et Z_r les champs verticaux dans les ondes directe, incidente et réfléchie, on a :

$$Z = Z_d + Z_i + Z_r.$$

La conductibilité du sol varie de 10^{-11} pour la mer à 10^{-15} pour une terre sablonneuse très sèche (unités électromagnétiques). Si on exclut les cas très rares de conductibilités inférieures à 10^{-14} on a sensiblement

$$Z_r = Z_i \quad Z = Z_d + 2 Z_i.$$

Pour que Y_i soit de l'ordre de Z, il faut que l'une des deux conditions suivantes soit réalisée :

1° Dans l'onde incidente, le champ électrique est devenu presque complètement horizontal et a conservé sensiblement la même amplitude qu'avant la réflexion sur la couche d'Heaviside ;

2° Z_d et Z_i sont en opposition, auquel cas, une valeur relativement faible de Y_i peut être du même ordre que $Z_d + 2 Z_i$.

Pour examiner la vraisemblance de ces hypothèses, étudions le cas particulier des relèvements pris en France sur les émissions de stations américaines. Comme nous l'avons mentionné plus haut, le relèvement de la station de Rocky-Point près de New-York [1], pris de Paris, n'a pas donné lieu à des déviations supérieures à 3° pendant une série d'observations ayant duré plus d'un mois ; ces observations étaient faites à toutes les heures du jour et de la nuit et encadrées de mesures effectuées sur d'autres stations européennes : Bordeaux, Lyon, Eilvese, pour lesquelles on obtenait les écarts habituels de 20 à 25°. Or, les études faites sur la diffraction

supprimerait l'extinction qu'elle remplacerait par un minimum de son dans les observations, mais elle ne donnerait lieu à aucune déviation appréciable.

(1) On ne saurait ici parler d'une réflexion ou d'une réfraction unique dans les couches élevées de l'atmosphère ; mais si les choses se produisent comme l'entend Eckersley, les phénomènes auxquels donne lieu une station très éloignée doivent présenter les mêmes anomalies en ce qui concerne la rotation du plan de polarisation.

des ondes autour de la terre (1), montrent qu'à des distances de quelques milliers de kilomètres, le champ Z_d de l'onde directe est très faible par rapport aux valeurs observées. La formule 4 deviendrait donc

$$\operatorname{tg} \delta = \cos \varphi \frac{Y_i}{Z_i}$$

et comme δ ne dépassait pas 3° dans les observations en question Y_i devrait être très faible par rapport à Z_i.

Cette remarque éliminerait la première hypothèse. Quant à la seconde, elle ne serait admissible que si à des déviations relativement importantes correspondait une diminution considérable de l'intensité de la réception, or, c'est souvent l'inverse que l'on constate.

D'ailleurs la différence que nous avons fait ressortir plus haut entre les ondes courtes ayant cheminé presque uniquement sur mer, semble exclure l'effet d'une réflexion sur une couche atmosphérique élevée. On ne voit pas en effet comment il pourrait en résulter une différence aussi marquée entre des ondes ayant parcouru une cinquantaine de kilomètres à peine, les unes sur terre, les autres sur mer, et cela à proximité de la côte.

Enfin les auteurs qui invoquent l'action de la couche d'Heaviside s'accordent à admettre que les réflexions se feraient sous des incidences voisines de 90°; or, avec de telles incidences, les réflexions ne pourraient faire sentir leur effet qu'à des distances importantes relativement à la hauteur de la couche évaluée à 50 kilomètres au moins.

Nous ne saurions actuellement étayer aucune hypothèse nouvelle pour donner l'explication de ces déviations de nuit, mais nous pensons qu'il est impossible d'admettre l'influence unique ou prédominante des couches de la haute atmosphère, et qu'il faudrait chercher les causes du phénomène plus près de la terre. Des réflexions ou des réfractions s'effectuant dans des plans presque horizontaux, nous semblent plus probables que la rotation du plan de polarisation créée par l'anisotropie systématique des milieux traversés. L'influence du champ magnétique terrestre dans cette question semble également devoir être éliminée, car elle créerait une distribution des déviations, qui seraient fonction des azimuts normaux des différentes stations et une telle distribution n'existe pas.

D'autre part, les déviations semblent bien dues à la superposition en

(1) Watson; The diffraction of electric waves by the Earth. *Proceedings of the Royal Society of London*. Série A, vol. 95 (1918), pp. 83-99 et vol. 95 (1919), pp. 546-563.

Van der Pol; Sur la propagation des ondes électromagnétiques autour de la terre. *Philosophical Magazine*, vol. 38 (septembre 1919), pp. 365-381.

Bouthillon. *Loc cit.*.

un point de deux ou plusieurs ondes parvenues en ce point par des chemins différents. La polarisation elliptique que nous avons observée dans le champ magnétique des ondes longues en serait un indice, et la dépolarisation apparente de celui des ondes courtes s'expliquerait par là facilement. La différence de phase pour deux ondes parvenues au même point par des chemins différents est égale à $\frac{2\pi\Delta t}{T}$, T étant la période et Δt, la différence entre les durée de parcours (¹). Si Δt était constant, il y aurait une différence de phase constante entre les deux ondes, la polarisation elliptique serait aussi nette pour les ondes courtes que pour les ondes longues; mais si Δt varie constamment (comme on peut le constater pour les ondes longues), la variation de la différence de phase sera beaucoup plus rapide pour les ondes courtes que pour les ondes longues; par exemple, elle variera 25 fois plus vite pour des ondes de 600 m que pour des ondes de 15 000 m.

Toutes choses égales, d'ailleurs, il deviendra impossible d'établir une compensation pour une onde de 600 m de longueur d'onde, alors qu'on l'aurait obtenue facilement pour une onde de 15 000 m de longueur d'onde.

Comme on le voit par ce court exposé, il y a bien peu d'acquis dans cette question des déviations de nuit; néanmoins, nous croyons qu'il était avantageux d'en présenter l'aspect actuel. Les observations continuent, et de leur comparaison avec celles obtenues en météorologie et en physique du globe, il ne peut manquer de jaillir un jour quelque lumière.

(¹) On suppose ici que la vitesse de propagation est de même pour les deux chemins; mais le raisonnement resterait valable avec des vitesses différentes.

Manuscrit reçu le 13 février 1923.

SUR LA DIFFRACTION DES RAYONS X PAR DES LIQUIDES

Par W.-H. KEESOM et J. DE SMEDT

1. **Introduction.** — L'étude, au moyen de rayons X, des corps, qui se liquéfient ou se solidifient aux très basses températures, nous semble présenter un grand intérêt. Ces corps, en effet, ont une composition chimique des plus simples (dans l'état gazeux, plusieurs sont mono ou biatomiques), et, dans la plupart des cas, leurs molécules sont construites avec des atomes légers ou à nombre d'électrons peu élevé. On peut espérer, dès lors, que les résultats obtenus avec ces substances fourniront des données importantes non seulement sur l'état cristallin, mais aussi sur la structure de la molécule et même de l'atome.

Aussi, est-ce avec empressement que nous avons répondu à l'invitation de M. Kamerlingh Onnes, de venir faire une étude par rayons X sur les éléments biatomiques, oxygène, azote et, si possible, hydrogène, et sur des éléments monoatomiques tels que l'argon.

En élaborant le plan de cette recherche, une première question se posa. Les gaz liquéfiés, irradiés par un faisceau de rayons X, donnent-ils aussi une figure de diffraction, comme c'était le cas pour les liquides examinés par Debye et Scherrer [1] et par A. Debierne [2]. Après avoir exécuté à Leyde quelques expériences préparatoires, des difficultés de technique radiologique surgirent, et nous décidâmes de continuer le travail préliminaire à Utrecht, pour autant que nous pourrions y trouver les gaz liquéfiés et les manipuler. Quelques résultats de ces expériences sont exposés dans cet article. Au cours de ces recherches nous n'avons pas employé exclusivement l'oxygène et l'argon [3]: quelques liquides à la température ordinaire ont été aussi examinés.

2. **Les appareils.** — La figure 1 représente le vase de Dewar G, combiné avec la chambre photographique C. C'est dans ce vase que le liquide est versé, pour subir l'exposition au faisceau de rayons X. Le faisceau est limité par un diaphragme D, en étain (longueur, 34 mm ; largeur, 2 mm), fermé au moyen d'une mince feuille d'aluminium. La paroi intérieure du

(1) P. DEBYE et P. SCHERRER. *Nachrichten Göttingen*, 1916.

(2) A. DEBIERNE. *C. R.*, t. 173 (1921), p. 140.

(3) La Société des lampes à incandescence Philips a bien voulu mettre à notre disposition l'argon nécessaire. Nous lui en témoignons notre gratitude.

verre de Dewar est terminée par un tube étroit. Au début, c'était un tube de 3 mm de diamètre, fait avec une feuille d'aluminium de 0,015 mm d'épaisseur et soudé à un tube de cuivre au moyen de wolframine. Plus tard, il fut remplacé par un tube de verre de 2 mm de diamètre et de 0,0025 à 0,01 mm d'épaisseur. Le verre est argenté sauf entre B_1 et B_2.

La chambre photographique (rayon 27,5 mm) est fixée au verre de Dewar, par une pièce conique rodée. Le long de la paroi cylindrique le film

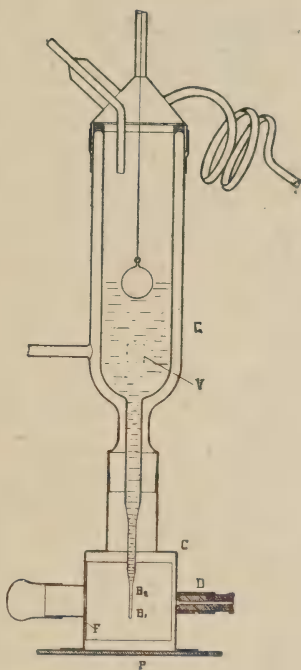


Fig. 1.

(Eastman duplitized X-ray film) s'étend de la même façon que chez Debye et Scherrer. Pour pouvoir introduire et retirer le film, qui est enveloppé de papier noir, on doit détacher la plaque P, sur laquelle la chambre est collée. Le vide, obtenu au moyen d'une pompe à condensation de Langmuir, précédée d'une pompe rotative à mercure de Gaede, suffit pour faire une exposition de plus de 5 heures, sans devoir remplir à nouveau la capacité de 200 cm³ du verre de Dewar. Le faisceau de rayons X est fourni par un tube métallique de Siegbahn, muni d'une anticathode de cuivre. Un filtre de nickel de 0,01 mm absorbe la raie $K\beta$. Le courant, produit par une bobine d'induction avec interrupteur rotatif à gaz d'éclairage, avait une intensité d'environ 10 mA; sous une tension de + 25 KV, le temps de pose était

ordinairement de 5 heures. Pour la photographie des figures d'interférences de la glace, mentionnée au § 3, nous avons employé une éprouvette de verre remplie partiellement d'eau, et terminée par un tube à paroi mince, analogue à celui décrit plus haut. Cette éprouvette est introduite dans le verre de Dewar, rempli d'air liquide, de façon à ce que le tube mince vienne se placer dans l'axe de la partie terminale du verre. Pendant l'exposition, le tube est tourné de temps en temps.

Les corps liquides à la température ordinaire, ont été exposés dans un appareil plus simple, terminé également en tube à paroi mince et adapté à la chambre photographique, de manière à pouvoir y faire le vide.

3. **Résultats expérimentaux.** — Les liquides suivants ont été exposés : oxygène et argon liquides, benzène, eau, alcool éthylique, éther éthylique, acide formique, sulfure de carbone et brome.

Seuls, le sulfure de carbone et le brome (dans le tube de verre) n'ont pas donné de figure de diffraction observable [4].

Les autres liquides ont donné un premier anneau de diffraction, intense et de forme à peu près circulaire. La figure 2 montre l'anneau de diffraction de l'oxygène.

L'argon a été exposé successivement dans un tube d'aluminium et dans un tube de verre. Seule, la première [5] exposition fournit une figure de diffraction distincte.

Dans la table I, φ représente la demi-ouverture du cône formé par les rayons diffractés.

TABLE I

SUBSTANCES	φ	a	$1{,}33 \sqrt[3]{\frac{M}{d}}$
Oxygène	27°	4,0 Å	4,0 Å
Argon	27	4,0	4,1
Benzène	18	6,05	5,9
Eau	29	3,75	3,6
Alcool éthylique	22	4,9	5,2
Ether éthylique	19	5,7	6,2
Acide formique	24	4,5	4,5

(4) La raison en est probablement, que les rayons X sont absorbés à un degré si élevé par ces substances, que l'intensité diffractée par le liquide est trop faible pour être discernée de celle réfléchie par le verre.

(5) Probablement pour le même motif que dans la note précédente.

La même valeur de φ trouvée pour l'argon et l'oxygène pourrait conduire à l'idée, que ces anneaux proviennent de quelque impureté commune aux deux liquides, des petits cristaux de glace par exemple. Les précautions suivantes prouvent cependant que ce n'est pas le cas.

De l'oxygène, séché d'abord avec KOH et P^2O^5, est liquéfié ensuite et

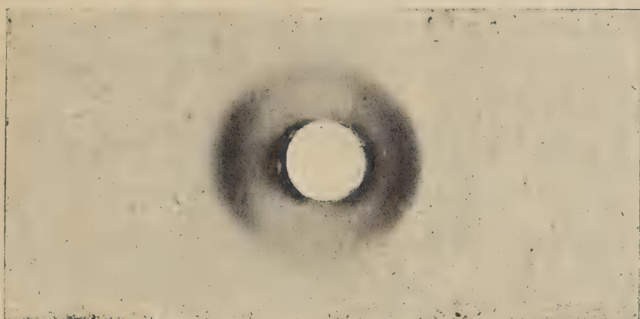


Fig. 2.
Oxygène liquide avec la raie Cu Kα

distillé dans des appareils séchés au préalable. Ensuite, il a été transvasé, à travers un filtre d'ouate, dans le verre de Dewar, rempli d'air sec (6).

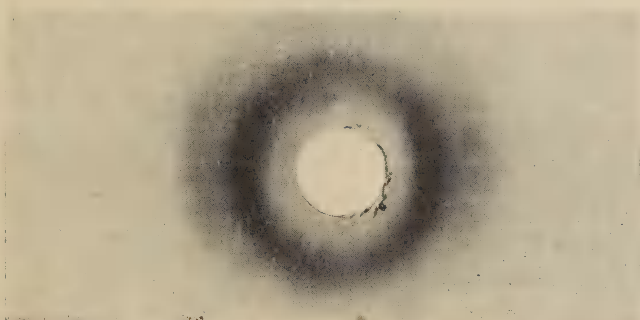


Fig. 3.
Eau avec la raie Cu Kα

Un tampon d'ouate obturait encore l'entrée du tube effilé. L'oxygène ainsi traité a donné le même anneau.

D'autre part, sur le film de la glace entourée d'air liquide (§ 2) aucune ligne d'interférence ne semble coïncider avec l'anneau d'oxygène.

La figure d'interférence de l'eau montre encore un détail intéressant (voir fig. 3). Immédiatement autour de l'anneau intense le film porte un

(6) Par une petite fenêtre *v*, ménagée dans le verre on pouvait constater la parfaite transparence du liquide.

noircissement encore bien visible, d'aspect uniforme, qui cesse assez brusquement à la valeur $\varphi = 46°$.

Encore pour d'autres liquides il y a des indications, à vrai dire peu distinctes, d'un pareil noircissement.

Les meilleurs films provenant de l'oxygène et de l'argon, montrent, en dehors de l'anneau cité dans la table I, un second anneau de faible intensité. Les valeurs correspondantes de φ sont respectivement 46° pour l'oxygène et 49° pour l'argon. Des anneaux secondaires ont été observés aussi par M. A. Debierne (*loc. cit.*).

4. **L'anneau intense de diffraction est dû à la coopération de molécules voisines.** — Comme l'ont montré Ehrenfest [7] ainsi que Debye et Scherrer, un anneau de diffraction, tel que ceux signalés au § 3, peut être produit par l'interférence de rayons X diffractés par des systèmes arbitrairement orientés, composés de deux ou plusieurs particules également distantes entre elles. Un tel système est réalisé par les molécules biatomiques d'un liquide lorsque chaque atome est considéré comme un centre de diffraction. Il existe la relation suivante entre l'angle φ et la distance a des centres de diffraction (voir Ehrenfest *l. c.*) :

$$a = \frac{7,72\,\lambda}{4\pi \sin \frac{\varphi}{2}} \qquad (1)$$

où λ est la longueur d'onde des rayons X.

Les valeurs de a, calculées au moyen de cette formule, avec $\lambda = 1,54$ Å, sont données dans la table I.

En premier lieu, le fait que l'argon donne aussi un anneau semblable exclut, au moins pour l'argon, l'hypothèse que cet anneau provienne des atomes dans la molécule [8]. Que ce ne soit pas non plus le cas pour l'oxygène, cela est immédiatement indiqué par la grande distance, tout au moins improbable sinon impossible, à laquelle devraient alors se trouver les atomes dans la molécule.

Par contre les distances a des centres de diffraction calculées d'après (1), concordent avec les distances des molécules voisines placées aux centres d'un ensemble de sphères aussi compact que possible.

(7) *Versl. Kon. Akad. Wetensch. Amsterdam*, vol. **17**, p. 1184. Voir aussi P. Debye, *Annalen der Phys.*, (4) **46** (1915), p. 809.

(8) A moins que l'argon ne soit polyatomique dans l'état liquide, ce qui n'est pas probable par ce qui suit.

On trouve ces distances entre molécules voisines dans la dernière colonne de la table I ; (M, poids moléculaire ; d, densité). Les petits écarts, pour autant qu'ils ne tombent pas dans les limites de l'approximation des mesures, peuvent être dus au manque de sphéricité des molécules ou à une cause à développer au § 6.

Nous croyons pouvoir tirer la conclusion, que les anneaux intenses observés, proviennent de l'interférence des rayons X diffractés par les *molécules* voisines (9) (10).

Comme cette concordance entre a et la distance des molécules dans un système compact existe aussi pour le benzène, nous admettons que la conclusion déduite s'applique également à ce corps, contrairement à Debye et Scherrer, qui considèrent l'anneau comme provenant des atomes dans la molécule.

5. — Si notre opinion se vérifie, que c'est à la coopération des molécules qu'on doit attribuer l'anneau diffracté, les dimensions des molécules ne peuvent plus être négligées devant leur distance mutuelle. Nous pouvons nous demander, dans quelle mesure, la distance calculée au moyen de (1) peut-elle être considérée comme la distance des centres des molécules ? Puisque ce sont en réalité les électrons qui agissent comme centres de diffraction, il n'est pas possible de répondre à la question, sans connaître à chaque instant la position exacte des électrons dans la molécule.

Afin, cependant, d'entamer quand même la question, considérons des molécules constituées d'un noyau, supposé inactif pour la diffraction, et d'un électron, libre de se mouvoir dans une sphère de rayon r et restant

(9) Ceci n'implique pas que nous ayons affaire avec la coopération de seulement deux molécules à la fois. Au contraire la netteté relative des anneaux fait supposer la coopération de plusieurs molécules à la fois, à moins que le peu de largeur des anneaux ne provienne de la relation entre l'intensité des rayons X et le noircissement produit.

Ces molécules pourraient alors être arrangées dans le liquide en groupes plus ou moins réguliers sous l'action des forces qui régissent la structure cristalline au-dessous du point de fusion.

Dans cet ordre d'idées, par exemple, les *deux* anneaux de l'argon pourraient être expliqués en admettant que, dans le liquide, existent un grand nombre de groupes d'atomes arrangés en un système de cubes centrés. Les anneaux mentionnés répondent alors aux plans (110) et (211), le côté du cube élémentaire serait 4,65 Å. Pour la distance entre deux molécules voisines nous retrouvons alors 4 Å, comme dans la table I. A cause de la façon analogue dont se comportent l'oxygène et l'argon nous devrions remplacer pour l'oxygène les centres des atomes d'argon par les centres de molécules d'oxygène. Des expériences ultérieures ont montré que le rapport des valeurs de $\sin\frac{\varphi}{2}$ pour ces deux anneaux n'est pas exactement $\frac{1}{\sqrt{3}}$, comme l'exige l'hypothèse émise plus haut. (Ajouté dans la rédaction définitive.)

(10) La possibilité de cette assertion a déjà été exprimée par Debye et Scherrer (*loc. cit.*).

un temps également long dans chaque élément de volume. Un système de groupes de deux molécules pareilles, orientés arbitrairement, et qui auraient tous la même distance entre les centres des molécules, donnera, dans la direction faisant un angle φ avec le rayon incident, une intensité proportionnelle à

$$1 + 9\,\frac{(\sin \alpha r - \alpha r \cos \alpha r)^2}{\alpha^6 r^6} \cdot \frac{\sin \alpha a}{\alpha a} \qquad (2)$$

où

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2}. \qquad (3)$$

Cette expression se déduit aisément, en généralisant le cas de deux centres ponctuels étudié par Ehrenfest.

Si r n'est pas petit par rapport à a, le premier maximum d'intensité ne coïncide pas avec celui tiré de (1). Dans ce cas, le facteur 7,72 doit être changé. Il prend la valeur 7,42, pour $a = 4$ Å et $r = 1,25$ Å. Evidemment l'influence des dimensions de la molécule est petite et elle se fera sentir d'autant moins que la densité de volume des électrons croît vers le noyau. Si au contraire les molécules se rapprochent au point de se toucher, l'influence sera plus importante. Pour des molécules du type simple, décrit plus haut, le facteur de la formule (1) devrait être réduit de 10 pour 100.

6. L'eau. — Le noircissement qui entoure l'anneau intense trouvé pour l'eau, indiquerait la présence d'un nombre de molécules relativement grand, avec une distance mutuelle plus petite que celle déduite de l'anneau intense et que nous nommerons la distance normale [11].

La limite de la plage noircie ($\varphi = 46°$) correspond alors à la plus petite distance entre les centres de molécules voisines. La formule (1) donne pour celle-ci 2,4 Å.

Un examen détaillé du noircissement dans la figure de diffraction fournit donc une méthode directe pour rechercher la répartition des molécules dans le liquide, quant à leurs distances mutuelles. Des conclusions relatives au champ de force des molécules pourront en être déduites en même temps.

Le fait, qu'un nombre relativement grand de molécules a une distance mutuelle inférieure à la distance normale, devra être mis en relation avec les propriétés thermodynamiques spéciales, qui ont fait classer l'eau parmi

[11] La valeur de la distance moyenne pour l'eau 3,6 Å indiquée dans la table 1 est d'ailleurs plus petite que la valeur normale 3,75 Å, conforme à la supposition mentionnée.

les substances associantes. Cependant, vu l'uniformité du noircissement. on ne trouve pas un nombre particulièrement grand de molécules doubles ou polymérisées par l'agglutination directe de molécules simples.

7. **L'oxygène et l'argon.** — En rapport avec ce qui a été dit de l'eau dans le paragraphe précédent, il semble logique d'attribuer le second anneau, de faible intensité, donné par l'argon et l'oxygène, à des paires de molécules qui se touchent ([12]). La distance des centres, calculée par la formule (1), serait alors 2,4 Å pour l'oxygène et 2,3 Å pour l'argon.

Cependant d'après la remarque faite à la fin du § 5, ces valeurs pourraient subir encore quelque correction.

De la comparaison de ces résultats avec ceux obtenus pour l'eau, il résulte : 1° qu'on trouve dans l'oxygène et l'argon un nombre considérablement plus petit de groupes de molécules à distances inférieures à la normale ; 2° que dans l'argon et l'oxygène la plupart de ces molécules sont aussi rapprochées que possible.

On est tenté dès lors, d'attribuer ces différences aux particularités dans les champs de force. L'eau aurait alors un champ plus intense qui agit à une distance plus grande. Celui de l'oxygène et de l'argon serait restreint au voisinage immédiat de la molécule. De cette manière se manifeste le caractère bipolaire de l'eau d'une part, et d'autre part le caractère respectivement quadripolaire ou éventuellement octopolaire de la molécule d'oxygène et de l'atome d'argon.

([12]) Voir note ([9]), p. 149.

Manuscrit reçu le 20 janvier 1923.

NOTE DE LA RÉDACTION

Nous devons à la mémoire de M. Ariès, récemment décédé, de reconnaître que son article « sur les propriétés des fluides à l'état de saturation au voisinage du « point critique » a été publié dans le numéro de novembre 1922, et discuté dans le numéro de janvier 1923, sans tenir compte des importantes corrections que l'auteur nous avait indiquées par lettre à plusieurs reprises et plusieurs mois avant l'impression. Les épreuves, dont l'envoi lui avait été fait, et sur lesquelles nous comptions pour lui permettre de faire lui-même les corrections qu'il jugerait nécessaires, ne lui étant pas parvenues, les paragraphes 4 et 5 dont il avait expressément réclamé la suppression totale ont donc été maintenus à tort sous la signature de M. Ariès, qui avait lui-même signalé à la rédaction, sans que personne ait eu besoin de les lui démontrer, les erreurs, relatives à la valeur limite de $m + m'$ et de $\frac{\partial u}{\partial T} + \frac{\partial u'}{\partial T'}$ et à la valeur limite $\frac{\partial^2 P}{\partial T^2}$. Nous désirons ajouter ici l'expression des bien sincères regrets que nous a causés la perte de notre éminent collaborateur.

Série VI. — Tome IV. Mai 1923 N° 5.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

SUR LE MOMENT ATOMIQUE DE L'OXYGÈNE;

par M. P. WEISS.

L'expérience de Gerlach et Stern [1], sur l'aimantation de l'argent à l'état de gaz à une dimension, a donné une base expérimentale à la quantification des orientations des orbites électroniques de Sommerfeld. Il semble donc que la détermination des moments atomiques au moyen de la théorie statistique classique soit devenue caduque.

Ehrenfest [2] a indiqué un traitement analytique des circuits électroniques qui tend à rétablir la liaison entre la mécanique statistique et le modèle électronique. Il considère un corps dans lequel les électrons producteurs de moment magnétique décrivent des circuits parallèles au même plan et dont les uns sont dextrogyres, les autres lévogyres. En l'absence d'un champ magnétique la probabilité des uns et des autres sera la même. Si l'on fait agir un champ H perpendiculaire au plan, le rapport de la probabilité de ceux qui donnent un moment dans le sens du champ à ceux qui sont de sens contraire sera :

$$\frac{P_1}{P_2}=\frac{e^{-\frac{W_1}{rT}}}{e^{-\frac{W_2}{rT}}}=\frac{e^{\frac{\mu H}{rT}}}{e^{-\frac{\mu H}{rT}}},$$

W_1 et W_2 étant les énergies potentielles correspondant aux deux orientations; rT, l'énergie cinétique attachée à deux degrés de liberté et μ, le moment magnétique d'un circuit. En appelant σ l'aimantation de la molécule-gramme et σ_0 la valeur de saturation de cette aimantation, on a :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0}=\frac{P_1-P_2}{P_1+P_2}=\frac{e^{\frac{\mu H}{rT}}-e^{-\frac{\mu H}{rT}}}{e^{\frac{\mu H}{rT}}+e^{-\frac{\mu H}{rT}}},$$

(1) Gerlach et Stern. *Zeits. für Phys.*, t. 9 (1922), p. 349 et p. 353.
(2) Ehrenfest. *Comm. Leyde. Supp.* 44.

et si l'on se borne aux champs faibles :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\mu H}{rT} = \frac{\sigma_0 H}{RT},$$

R étant la constante des gaz, rapportée à la molécule-gramme. En appelant C la constante de Curie

$$C = \frac{\sigma}{H} T,$$

on a

$$\sigma_0^2 = RC,$$

au lieu de

$$\sigma_0^2 = 3RC$$

que donne la théorie classique des gaz paramagnétiques.

Si l'on considère un champ faisant un angle α avec la normale au plan des circuits électroniques et si l'on mesure la composante de l'aimantation dans la direction du champ on a :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\sigma_0 H}{RT} \cos^2 \alpha$$

$$C = \frac{\sigma_0^2}{R} \cos^2 \alpha.$$

Si l'on fait agir le champ sur des circuits répartis également entre trois plans rectangulaires on a à remplacer $\cos^2 \alpha$ par sa moyenne égale à 1/3 et l'on retombe, comme Ehrenfest l'a montré, sur la formule classique. Il en est encore de même si les circuits électroniques ont toutes les orientations possibles, car alors on peut les grouper par système de trois dont les plans sont rectangulaires.

Il semblait donc que la détermination des moments atomiques d'après la théorie cinétique classique fût justifiée aussi dans la théorie électronique d'Ehrenfest. Et l'ensemble cohérent de valeurs obtenues par application de la première, qui a donné lieu à la théorie du magnéton conservait sa signification en tout état de cause.

Par contre, quand on procède à la quantification des orientations des orbites électroniques d'après Pauli (1) et Sommerfeld (2) l'accord ne subsiste plus. L'objection a reçu une grande force par l'expérience de Gerlach et Stern, qui a montré que dans le gaz argent les moments atomiques ne

(1) W. Pauli Jr. *Phys. Zeitschr.*, (1920), p. 615.
(2) Sommerfeld. *Atombau und Spectrallinien*. 3e édition.

peuvent prendre que la direction du champ ou la direction opposée, les directions obliques sur le champ étant exclues.

Cette objection peut être levée de la manière suivante. Il y a certainement dans les atomes et dans les molécules des champs magnétiques ou électrostatiques. Ces champs peuvent être considérés comme très forts par rapport au champ magnétique extérieur. En effet, dans les paramagnétiques qui seuls nous intéressent ici, l'aimantation est proportionnelle au champ et l'on pourra toujours, pour la détermination du coefficient d'aimantation, prendre un champ aussi faible que l'on voudra. La quantification des orientations des orbites devra donc se faire par rapport à la direction de ces champs intramoléculaires ou intraatomiques que la molécule entraîne avec elle dans l'agitation thermique. Et cette image sera valable aussi bien pour les gaz de faible densité que pour les solutions étendues.

Soient W_1 et W_2 les énergies potentielles correspondant à l'orientation du moment μ suivant les deux directions, positive et négative, d'un de ces champs intérieurs. Considérons les circuits électroniques situés dans un plan dont la normale fait un angle α avec la direction du champ extérieur.

Alors le rapport des probabilités P_1 et P_2 est :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{e^{-\frac{W_1 - \mu H \cos\alpha}{rT}}}{e^{-\frac{W_2 + \mu H \cos\alpha}{rT}}},$$

et la composante σ de l'aimantation dans la direction du champ est donnée par :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{P_1 - P_2}{P_1 + P_2} \cos\alpha = \frac{e^{-\frac{W_1 - \mu H \cos\alpha}{rT}} - e^{-\frac{W_2 + \mu H \cos\alpha}{rT}}}{e^{-\frac{W_1 - \mu H \cos\alpha}{rT}} + e^{-\frac{W_2 + \mu H \cos\alpha}{rT}}} \cos\alpha,$$

et en développant en série :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{e^{-\frac{W_1}{rT}}\left(1 + \frac{\mu H}{rT}\cos\alpha\right) - e^{-\frac{W_2}{rT}}\left(1 - \frac{\mu H}{rT}\cos\alpha\right)}{e^{-\frac{W_1}{rT}}\left(1 + \frac{\mu H}{rT}\cos\alpha\right) + e^{-\frac{W_2}{rT}}\left(1 - \frac{\mu H}{rT}\cos\alpha\right)} \cos\alpha.$$

Associons à ces molécules ou atomes ceux dont la direction privilégiée est exactement opposée. On aura à permuter W_1 et W_2 et à prendre la demi-somme :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\mu H}{rT} \cos^2\alpha.$$

L'énergie correspondant au champ interne s'est éliminée. On retrouve le résultat d'Ehrenfest, et en tenant compte de ce que la valeur moyenne de $\cos^2\alpha$ est 1/3, la formule classique :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{3}\frac{\mu H}{rT}.$$

mais maintenant l'existence de toutes les orientations possibles est justifiée par le fait de l'entraînement de la direction privilégiée dans le mouvement de la molécule.

A vrai dire [1], les orientations de la molécule devraient, elles aussi, être quantifiées. Mais à cause de son grand moment d'inertie la distribution qui en résulte est très voisine de l'uniformité.

Rappelons que, dans la théorie cinétique de Langevin, la molécule magnétique devait être entendue comme la quantité de matière portant un aimant élémentaire d'orientation indépendante.

En fait, presque tous les moments atomiques utilisés dans la théorie du magnéton ont été calculés dans l'hypothèse où la molécule magnétique est la quantité de matière liée à un atome de la substance paramagnétique. Ainsi, dans le nickel métallique au-dessus du point de Curie, la molécule est Ni, pour le perchlorure de fer elle est $FeCl^3$, pour le sulfate ferrique $Fe(SO^4)^{\frac{3}{2}}$, etc.

Je ne me suis écarté de cette manière d'évaluer la molécule que dans certains cas exceptionnels, dont le plus important est celui de l'oxygène. Pour ce gaz la grandeur de la chaleur spécifique à volume constant et le rapport des deux chaleurs spécifiques exigent cinq degrés de liberté et par conséquent la liaison rigide des deux atomes. La molécule magnétique serait donc $O^2 = 32$.

Or les expériences très précises de Bauer et Piccard [1] sur l'oxygène ont donné pour la constante de Curie spécifique la valeur 0,03158, et pour la constante de Curie moléculaire

$$C = 32 \times 0{,}03158.$$

Le moment moléculaire est par conséquent :

$$\sigma_0 = \sqrt{3RC},$$

et, le magnéton-gramme étant égal à 1123,5, le nombre de magnétons dans O^2 :

$$n = \frac{\sqrt{3RC}}{1\,123{,}5} = \frac{\sqrt{3 \times 83{,}15 \times 10^6 \times 32 \times 0{,}03158}}{1\,123{,}5} = 14{,}132,$$

(1) M. E. Bauer a attiré mon attention sur ce point.

(2) Bauer et Piccard, *Journ. de Phys.*, s. VI, t. **1**, (1920), p. 97.

nombre nettement fractionnaire. L'écart de 1 pour 100 environ sur l'entier 14 correspond en effet à 2 pour 100 sur le coefficient d'aimantation qu'il est impossible d'attribuer à une erreur d'expérience.

Dans la nouvelle théorie électronique, la molécule magnétique est la quantité de matière portant un circuit producteur de moment. La chaleur spécifique n'intervient pas. Il est naturel de considérer chaque atome paramagnétique en général et, en particulier, chacun des atomes de O^2 comme porteur d'un circuit producteur de moment. La molécule magnétique est alors l'atome lui-même et la constante de Curie moléculaire :

$$C = 16 \times 0,3158,$$

ce qui conduit à :

$$n = \frac{\sqrt{3RC}}{1\,123,5} = 9,992,$$

magnétons par atome, nombre qui est avec une grande précision égal à l'entier 10.

Si l'on se sert non de la valeur ancienne 1123,5, avec laquelle tous les nombres de magnétons ont été calculés jusqu'à présent, mais de la valeur plus grande de 2 pour mille actuellement la plus probable, l'accord avec le nombre entier reste satisfaisant.

Manuscrit reçu le 20 avril 1923.



SUR LES PROPRIÉTÉS DES FLUIDES A L'ÉTAT DE SATURATION AU VOISINAGE DU POINT CRITIQUE;

par M. J.-E. VERSCHAFFELT.

L'article que feu E. Ariès a publié sous le même titre dans le numéro de novembre de ce Journal (p. 411) et les remarques que G. Bruhat a faites à ce propos dans le numéro de janvier 1923 (p. 46) m'engagent à présenter une note sur le même sujet.

Les relations trouvées par Ariès et que Bruhat avait déjà obtenues par une autre méthode [1], s'obtiennent encore par un procédé plus général et plus commode, me semble-t-il, que j'ai appliqué en 1902 [2]; ce procédé, analogue en principe à celui appliqué par Bruhat, consiste à développer l'équation caractéristique $p = f(v, T)$, au voisinage du point critique, en série par rapport à $v - v_c$ et $T - T_c$.

Si toutes les conditions de continuité sont satisfaites au point critique, c'est-à-dire si toutes les dérivées de p par rapport à v et T sont finies en ce point (dont les éléments sont p_c, v_c, T_c), l'équation $p = f(v, T)$ peut être développée, au voisinage de ce point, en une série de la forme :

$$p = k_0 + k_1(v - v_c) + k_2(v - v_c)^2 + k_3(v - v_c)^3 + \ldots.. \qquad (1)$$

où k_0, k_1, k_2 etc., sont encore des fonctions de la température, qui peuvent également être développées en série comme suit :

$$k_n = k_{n0} + k_{n1}(T - T_c) + k_{n2}(T - T_c)^2 + \ldots.. \qquad (2)$$

Les conditions du point critique :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_c = 0, \qquad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_c = 0$$

donnent $k_{10} = k_{20} = 0$; d'ailleurs $k_{00} = p_c$.

Partant de l'équation (1), qui est donc l'équation d'état au voisinage du point critique, nous pouvons trouver les expressions de diverses fonctions thermodynamiques importantes. Nous considérerons :

1° L'énergie utilisable (l'énergie libre de Gibbs), déterminée par

$$F = -\int_{v_c}^{v} p\,dv + \psi(T)$$

$$-k_0(v - v_c) - \frac{1}{2}k_1(v - v_c)^2 - \frac{1}{3}k_2(v - v_c)^3 - \frac{1}{4}k_3(v - v_c)^4 - \ldots + \psi(T), \qquad (3)$$

o $\psi(T)$ est la fonction qui exprime comment l'énergie libre pour $v = v$ varie avec la température :

[1] *Journ. de Phys. et Rad.*, (6), t. **2** (1921), p. 303.

[2] *Comm. Phys. Lab. Leiden*, n° 81, p. 5 ; *Arch. Néerl. d. Sc. Ex. et Nat.*, (2), t. **12** (1907), p. 193.

2° L'entropie, déterminée par

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v$$

$$= k_{01}(v-v_c)+2k_{02}(T-T_c)(v-v_c)+\ldots+\frac{1}{2}k_{11}(v-v_c)^2+\ldots+\frac{1}{3}k_{21}(v-v_c)^3\ldots-\psi'(T); \quad (4)$$

3° Le potentiel thermodynamique :

$$Z = F + pv = F + p(v - v_c) + pv_c$$

$$= \frac{1}{2}k_1(v - v_c)^2 + \frac{2}{3}k_2(v - v_c)^3 + \frac{3}{4}k_3(v - v_c)^4 + \ldots + pv_c + \psi(T). \quad (5)$$

Nous pourrions y ajouter :

4° L'énergie interne, déterminée par

$$U = F + TS\ (^1);$$

5° La fonction

$$W = U + pv,$$

le « Wärmeinhalt » des Allemands, que Kamerlingh Onnes a proposé d'appeler *enthalpie*; mais ces deux fonctions n'ont pas d'intérêt pour nous.

Enfin, on trouverait aisément le développement des chaleurs spécifiques à volume constant et à pression constante, définies par

$$c_v = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_v \quad \text{et} \quad c_p = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p.$$

Mais, ce qui nous intéresse en ce moment, c'est de trouver les phases coexistantes (états à saturation). Si nous appelons v_1 et v_2 leurs volumes spécifiques et p_{12} la pression de coexistence (tension de vapeur à satura-

(1) Les fonctions U et S ne sont déterminées chacune qu'à une constante arbitraire près, que l'on peut choisir de manière à rendre nulles les valeurs de U_c et S_c. Il s'ensuit que la fonction $\psi(T)$ contient une expression linéaire $A + BT$, dont les coefficients A et B sont arbitraires et peuvent être choisis de façon à rendre $F_c = 0$ et $S_c = 0$, c'est-à-dire $\psi(T_c) = 0$ et $\psi'(T_c) = 0$.

La fonction ψ peut ainsi s'écrire :

$$\psi(T) = a_2(T - T_c)^2 + a_3(T - T_c)^3 + \ldots\ldots + (c_v)_\infty(T - T_c) - (c_v)_\infty T \log\frac{T}{T_c},$$

où a_2, a_3, etc sont des coefficients numériques déterminés par toute l'allure des isothermes du point critique jusqu'à $v = \infty$, car

$$a_2 = \frac{1}{2}\int_{v_c}^{\infty}\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v dv, \quad a_3 = \frac{1}{6}\int_{v_c}^{\infty}\left(\frac{\partial^3 p}{\partial T^3}\right)_v dv, \text{ etc}\ldots; \quad \text{pour} \quad T = T_c;$$

$(c_v)_\infty$ est la chaleur spécifique sous volume constant de la substance à l'état gazeux; le coefficient a_2, multiplié par $-2T_c$, est l'excès de la chaleur spécifique c_v à l'état critique sur c_v à l'état gazeux parfait.

Quant à Z, au lieu de poser $Z = F + pv$, on peut tout aussi bien, c'est une question de convention, poser $Z = F + pv - p_c v_c$, de manière à avoir aussi $Z_c = 0$.

tion), ces trois grandeurs sont déterminées (outre $T_1 = T_2$) par les conditions :

$$p_{12} = p_1 = p_2 \qquad \text{ou} \qquad p_{12} = f(v_1) = f(v_2) \qquad \text{et} \qquad Z_1 = Z_2, \tag{6}$$

dont les deux premières peuvent encore s'écrire :

$$p_{12} = \frac{1}{2}[f(v_1) + f(v_2)] \qquad \text{et} \qquad 0 = \frac{1}{2}[f(v_2) - f(v_1)]. \tag{6'}$$

Pour développer ces conditions, nous introduisons de nouveaux infiniment petits :

$$\Phi = \frac{1}{2}(v_2 + v_1) - v_c, \qquad \varphi = \frac{1}{2}(v_2 - v_1);$$

de sorte que

$$v_2 - v_c = \Phi + \varphi, \qquad v_1 - v_c = \Phi - \varphi.$$

La première des conditions (6') peut alors s'écrire :

$$p_{12} = k_0 + k_1\Phi + k_2(\Phi^2 + \varphi^2) + k_3\Phi(\Phi^2 + 3\varphi^2) + k_4(\Phi^4 + 6\Phi^2\varphi^2 + \varphi^4) + \ldots \tag{7}$$

et la seconde, après division par 2φ,

$$0 = k_1 + 2k_2\Phi + k_3(3\Phi^2 + \varphi^2) + 4k_4\Phi(\Phi^2 + \varphi^2) + \ldots\ldots \tag{8}$$

Quant à la condition $Z_1 = Z_2$, elle donne, après division par 2φ,

$$0 = k_1\Phi + 2k_2\left(\Phi^2 + \frac{1}{3}\varphi^2\right) + 3k_3\Phi(\Phi^2 + \varphi^2) + 4k_4\left(\Phi^4 + 2\Phi^2\varphi^2 + \frac{1}{5}\varphi^4\right) + \ldots \tag{9}$$

ce qui, combiné avec (8), donne encore, après division par φ^2,

$$0 = \frac{2}{3}k_2 + 2k_3\Phi + 4k_4\left(\Phi^2 + \frac{1}{5}\varphi^2\right) + \ldots\ldots \tag{10}$$

Les équations (7), (8) et (10) déterminent les grandeurs φ, Φ et $p_{12} - p_c$ en fonction de l'infiniment petit du premier ordre $T - T_c$, et l'on voit immédiatement que φ^2, Φ et $p_{12} - p_c$ peuvent être développés en série à puissances entières. Posant donc

$$\begin{aligned} \varphi^2 &= a_1(T - T_c) + a_2(T - T_c)^2 + \ldots\ldots, \\ \Phi &= b_1(T - T_c) + b_2(T - T_c)^2 + \ldots\ldots, \\ p_{12} - p_e &= c_1(T - T_c) + c_2(T - T_c)^2 + \ldots\ldots, \end{aligned}$$

on trouve, en substituant dans (7), (8) et (10),

$$\left.\begin{aligned} a_1 &= -\frac{k_{11}}{k_{30}} \\ b_1 &= -\frac{1}{3}\frac{k_{21}}{k_{30}} + \frac{2}{5}\frac{k_{11}k_{40}}{k_{30}^2} \\ c_1 &= k_{01} \\ c_2 &= k_{02} - \frac{1}{3}\frac{k_{11}k_{21}}{k_{30}} + \frac{1}{5}\frac{k_{11}^2 k_{40}}{k_{30}^2}, \text{ etc.} \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

On voit donc que, d'après l'hypothèse de la continuité des isothermes, la courbe de saturation est, dans le diagramme v, T, en première approximation une parabole du second degré ([1]).

Considérons maintenant les grandeurs thermiques des états à saturation. Appelant S_1 et S_2 les entropies de ces états on trouve :

$$S_2 + S_1 = 2 k_{01} \Phi + \ldots\ldots + k_{14} (\Phi^2 + \varphi^2) + \ldots\ldots - 2 \psi'(T)$$
$$= -\left(\frac{k_{11}^2}{k_{30}} + \frac{2}{3}\frac{k_{01} k_{21}}{k_{30}} - \frac{4}{5}\frac{k_{01} k_{11} k_{40}}{k_{30}^2}\right)(T - T_c) + \ldots\ldots - 2\psi'(T) \quad (12)$$

et

$$S_2 - S_1 = 2 k_{01} \varphi + \ldots\ldots = 2 k_{01} \sqrt{\frac{k_{11}}{k_{30}}}\,(T_c - T)^{\frac{1}{2}} + \ldots\ldots \quad (13)$$

On déduit de là, en premier lieu, la chaleur de vaporisation :

$$L = T(S_2 - S_1) = 2 k_{01} T_c \sqrt{\frac{k_{11}}{k_{30}}}\,(T_c - T)^{\frac{1}{2}} + \ldots\ldots \quad (14)$$

En second lieu, on en déduit les chaleurs spécifiques à saturation :

$$m_1 = T\frac{\mathrm{d}S_1}{\mathrm{d}t}, \qquad m_2 = T\frac{\mathrm{d}S_2}{\mathrm{d}t};$$

on a en première approximation :

$$m_2 + m_1 = T\frac{\mathrm{d}(S_2 + S_1)}{\mathrm{d}T} = -T_c\left(\frac{k_{11}^2}{k_{30}} + \frac{2}{3}\frac{k_{01} k_{21}}{k_{30}} - \frac{4}{5}\frac{k_{01} k_{11} k_{40}}{k_{30}^2}\right) - 2 T_c \psi''(T) \quad (15)$$

$$m_2 - m_1 = T\frac{\mathrm{d}(S_2 - S_1)}{\mathrm{d}T} = -T_c k_{01}\sqrt{\frac{k_{11}}{k_{30}}}\,(T_c - T)^{-\frac{1}{2}}. \quad (16)$$

Pour trouver les expressions numériques de ces formules, il faut connaître les valeurs numériques des coefficients k_{mn} des séries (1) et (2). Or, j'ai déterminé dans le temps quelques-uns de ces coefficients, en partant des valeurs réduites des coefficients (coefficients du viriel) de l'équation :

$$pv = A + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \frac{D}{v^4} + \frac{E}{v^6} + \frac{F}{v^8},$$

par laquelle H. Kamerlingh Onnes ([2]) a représenté le réseau des isothermes

([1]) Si $T > T_c$, φ est purement imaginaire, mais Φ est réel, de même que p_{12} ; cela veut dire qu'au point de vue mathématique la courbe de tension de vapeur dans le diagramme p, T ne s'arrête pas au point critique, mais se prolonge au-delà de ce point ; toutefois, ce prolongement n'a pas de signification physique ; de même le diamètre de la courbe de saturation a un prolongement réel au-delà du point critique. Voir aussi *Physica*, (1922), p. 143, où j'ai montré quelle est l'allure de ces deux prolongements d'après l'équation primitive de van der Waals.

([2]) *Comm. Leiden*, n° 74, p. 12 ; *Arch. Néerl.*, (2), t. 6, (1901), p. 884.

de l'anhydride carbonique (observations d'Amagat). Je communique ici les valeurs que j'ai trouvées pour ces coefficients k_{mn} :

$$k_{00} = p_c, \quad k_{01} = 7{,}389 \frac{p_c}{T_c}, \quad k_{02} = -0{,}476 \frac{p_c}{T_c^2}, \ldots$$

$$k_{10} = 0, \quad k_{11} = -10{,}08 \frac{p_c}{v_c T_c}, \quad k_{12} = -5{,}02 \frac{p_c}{v_c T_c^2}, \ldots$$

$$k_{20} = 0, \quad k_{21} = 14{,}05 \frac{p_c}{v_c^2 T_c}, \ldots$$

$$k_{30} = -0{,}932 \frac{p_c}{v_c^3}, \ldots$$

$$k_{40} = 3{,}29 \frac{p_c}{v_c^4}, \ldots$$

Le réseau expérimental des isothermes peut être considéré comme l'entrecroisement de deux réseaux, dont l'un représente les états homogènes et correspond à l'équation d'état $p = f(v, T)$, l'autre représentant les états hétérogènes, avec l'équation d'état $p = p_{12}$. Les principes de la thermodynamique sont applicables à tous deux, et, pour les états hétérogènes comme pour les états homogènes, on peut établir les expressions des fonctions thermodynamiques. Ainsi, pour les états hétérogènes, on a

$$F = -p_{12}(v - v_c) + \chi(T) = -p_c(v - v_c) - k_{01}(v - v_c)(T - T_c) + \ldots + \chi(T); \quad (17)$$

$$S = \frac{dp_{12}}{dT}(v - v_c) - \chi'(T) = k_{01}(v - v_c) + \ldots - \chi'(T); \quad (18)$$

$$Z = F + p_{12}v = p_{12}v_c + \chi(T) = p_c v_c + k_{01} v_c (T - T_c) + \ldots + \chi(T). \quad (19)$$

A température constante, les fonctions F et S sont, dans la région hétérogène, des fonctions linéaires de v [1], ou encore de la composition (ou titre) x du mélange hétérogène, c'est-à-dire du nombre de grammes de vapeur par gramme de mélange de vapeur et de liquide, car

$$x = \frac{v - v_1}{v_2 - v_1}. \quad (20)$$

Mais le potentiel thermodynamique reste, tout le long de l'isotherme des états hétérogènes, constant et égal au potentiel thermodynamique des états à saturation ; ceci permet de trouver la relation entre les fonctions $\chi(T)$ et $\psi(T)$; il suffit d'écrire :

$$Z_{12} = p_{12} v_c + \chi(T) = \frac{1}{2}(Z_1 + Z_2) = \frac{1}{2} k_1 (\Phi^2 + \varphi^2) + \ldots\ldots + p_{12} v_c + \psi(T),$$

[1] Il en est, d'ailleurs, de même de U et de W, et en général de toutes les fonctions qui dérivent des précédentes, telles que les chaleurs spécifiques.

d'où

$$\chi(T) = \psi(T) + \frac{1}{2} k_{11} (T - T_c) \varphi^2 + \frac{3}{4} k_{30} \varphi^4 + \dots\dots$$
$$= \psi(T) + \frac{1}{4} \frac{k_{11}^2}{k_{30}} (T - T_c)^2 + \dots\dots \qquad (21)$$

On pourrait encore développer, au voisinage du point critique, et dans les deux régions, les équations de certaines lignes importantes, telles que les adiabatiques, ou isentropiques (S = constante), les isodynamiques (U = constante), les isenthalpiques (W = constante), les équipotentielles (Z = constante), etc. On sait que ces lignes n'ont pas la même allure dans la région des états hétérogènes que dans celle des états homogènes ; elles se rencontrent sous un certain angle sur la courbe de saturation, (c'est ce qu'on a appelé la « réfraction » de ces lignes au passage d'une région dans l'autre). Quant aux courbes à titre constant (x = constante ; isopsychriques de Natanson), leur équation est simplement (form. 20) :

$$v = v_2 x + v_1 (1 - x) = (v_2 - v_c) x + (v_1 - v_c)(1 - x) + v_c$$

ou

$$v - v_c = \Phi - \varphi (1 - 2x). \qquad (22)$$

Posant $x = 0$ ou $x = 1$ on retrouve les deux branches de la courbe de saturation ; la courbe correspondant à $x = \frac{1}{2}$ est précisément le diamètre de la courbe de saturation.

Enfin, je ferai encore observer que les propriétés thermiques des états à saturation peuvent être trouvées à partir des états hétérogènes tout aussi bien qu'à partir des états homogènes ; c'est ainsi que les formules (12) et (13) et celles qui en dérivent, peuvent s'obtenir également en partant de (18) et tenant compte de (21) (¹).

Mais tous les développements précédents sont basés sur cette hypothèse que toutes les conditions de continuité de l'équation d'état sont satisfaites au voisinage du point critique. Or, dans un article que je viens de publier (²), j'ai exposé les raisons pour lesquelles j'ai des doutes à ce sujet. Mes recherches sur la forme des isothermes m'ont conduit à penser que

(¹) Mais on n'obtient pas, en général, les mêmes valeurs pour les chaleurs spécifiques des états à saturation, suivant qu'on part des états homogènes ou des états hétérogènes. On sait, par exemple, que les états à saturation ont deux chaleurs spécifiques à volume constant et l'on trouve pour l'état critique :

$$(c_v)_{\text{hét.}} = (c_v)_{\text{hom.}} - \frac{1}{2} T_c \frac{k_{11}^2}{k_{30}}.$$

(²) *Arch. Néerl. d. Sc. Ex. et Nat.*, (3 A), t. **6** (1923), p. 153. La livraison qui contient cet article n'a pas encore paru, mais paraîtra prochainement.

l'isotherme critique présente au point critique une discontinuité analytique : la dérivée troisième $\left(\frac{\partial^3 p}{\partial v^3}\right)_T$ y serait nulle, comme les dérivées première et seconde, et les dérivées suivantes y seraient indéterminées ; l'isotherme critique ne serait pas une courbe continue, mais se composerait de deux branches distinctes, qui, au voisinage du point critique, seraient deux branches de parabole du 4ᵉ degré, tournées en sens opposés. Toutes les autres isothermes présenteraient d'ailleurs en un de leurs points une discontinuité semblable (¹).

Comment cette discontinuité, si elle est réelle, peut-elle se traduire dans l'équation d'état? J'ai fait observer, dans l'article mentionné ci-dessus, que cela n'est possible que si l'équation d'état contient explicitement les constantes critiques et, en partant des données expérimentales, j'ai établi l'équation

$$p = p' + \mu\left(\frac{v'-b}{v-b} - 1\right) + \alpha\left(\frac{v'-b}{v-b} - 1\right)^n, \tag{23}$$

où b est une constante $= \frac{1}{9} v_c$ et où p', v', μ, α et n sont des fonctions de la température, entre lesquelles existent encore les relations :

$$p' = \mu + \alpha \qquad \text{et} \qquad \mu + n\alpha = \frac{RT}{M(v'-b)}, \tag{23'}$$

R étant la constante des gaz parfaits ; M, le poids moléculaire de la substance à l'état gazeux ; de plus, j'ai trouvé qu'au voisinage de la température critique on peut poser simplement (²)

$$v' - b = (v_c - b)\frac{T}{T_c}, \quad \alpha = p_c \frac{T_c}{T} \text{ et } n = 4\frac{T_c}{T}, \text{ d'où } \mu + n\alpha = \frac{RT_c}{v_c - b} = 4p_c. \tag{24}$$

Cette équation, qui s'accorde avec les données expérimentales (mesures d'Amagat sur l'anhydride carbonique) avec une précision qui paraît être de l'ordre de celle des mesures, exprime que le point p', v' est un point de discontinuité de l'isotherme ; l'exposant n, qui varie d'une façon continue avec la température, doit être traité comme un nombre impair.

Au voisinage du point critique cette équation peut être développée en une double série :

$$\begin{aligned} p = k_0 + k_1(v - v') + k_2(v - v')^2 + k_3(v - v')^3 + \ldots\ldots \\ + k_n(v - v')^n + k_{n+1}(v - v')^{n+1} + \ldots\ldots, \end{aligned} \tag{25}$$

(¹) Cette particularité analytique n'est cependant pas contraire au principe de la continuité des états liquide et gazeux.

(²) Du moins pour les substances qui satisfont à la loi de similitude (loi des états correspondants).

où les coefficients k peuvent à leur tour être développés en série par rapport à la température, conformément à la formule (2) ([1]); tous les coefficients de la première ligne, sauf le premier, s'annulent pour $T = T_c$, c'est-à-dire que $0 = k_{10} = k_{20} = k_{30}$, etc, ; mais $k_{00} = p_c$.

Or, on peut opérer sur le développement (25) comme je l'ai fait tantôt sur le simple développement (1). On trouve ainsi :

$$Z = \frac{1}{2} k_1 (v - v')^2 + \frac{2}{3} k_2 (v - v')^3 + \frac{3}{4} k_3 (v - v')^4 + \ldots\ldots$$
$$+ \frac{n}{n+1} k_n (v - v')^{n+1} + \frac{n+1}{n+2} k_{n+1} (v - v')^{n+2} + \ldots\ldots + pv' + \psi(T). \quad (26)$$

Posant maintenant

$$v_2 - v' = \Phi + \varphi \qquad \text{et} \qquad v_1 - v' = \Phi - \varphi'$$

il vient, comme tantôt,

$$p_{12} = k_0 + k_1 \Phi + k_2 (\varphi^2 + \Phi^2) + \ldots$$
$$+ n k_n \Phi (\varphi^{n-1} + \ldots) + k_{n+1} (\varphi^{n+1} + \ldots) + \ldots \quad (27)$$

$$0 = k_1 + 2 k_2 \Phi + k_3 (\varphi^2 + 3 \Phi^2) + \ldots$$
$$+ k_n (\varphi^{n-1} + \ldots) + (n+1) k_{n+1} \Phi (\varphi^{n-1} + \ldots) + \ldots \quad (28)$$

$$0 = \frac{2}{3} k_2 + 2 k_3 \Phi + \ldots$$
$$+ (n-1) k_n \Phi (\varphi^{n-3} + \ldots) + \frac{n+1}{n+2} k_{n+1} (\varphi^{n-1} + \ldots) + \ldots \quad (29)$$

Des équations (28) et (29) on peut déduire φ et Φ par approximations successives. S'il est permis d'admettre que n diffère infiniment peu de 4, on peut développer φ et Φ en séries de la forme :

$$\varphi = a_1 (T - T_c)^{\frac{1}{3}} + a_3 (T - T_c) + \ldots$$

$$\Phi = b_2 (T - T_c)^{\frac{2}{3}} + b_4 (T - T_c)^{\frac{4}{3}} + \ldots$$

et l'on trouve

$$\left.\begin{aligned} a_1 &= \sqrt[3]{-\frac{k_{11}}{k_{n0}}} \\ b_2 &= \frac{-\frac{2}{3} k_{21} + \frac{5}{6} k_{(n+1)0} \frac{k_{11}}{k_{n0}}}{3 k_{n0} \left(-\frac{k_{11}}{k_{n0}}\right)^{\frac{1}{3}}} \end{aligned}\right\} \quad (30)$$

([1]) Il n'y a, me semble-t-il, pas de raisons pour douter de la continuité des isochores au voisinage du point critique; d'après les équations (23) et (24) elles ne sont pas rectilignes.

L'équation (27) donne ensuite :

$$p_{12} - p_c = k_{01}(T - T_c) + \left(\frac{1}{3}k_{21} - \frac{1}{6}\frac{k_{11}\,k_{(n+1)0}}{k_{n0}}\right)\left(-\frac{k_{11}}{k_{n0}}\right)^{\frac{2}{3}}(T - T_c)^{\frac{5}{3}} + \dots \quad (31)$$

De l'équation (23) combinée avec les relations (23') et (24) on déduit :

$$k_0 = p'\,;\; k_1 = -\frac{\mu}{v'-b};\; k_2 = \frac{\mu}{(v'-b)^2}, \dots\; k_n = -\frac{\alpha}{(v'-b)^n};\; k_{n+1} = \frac{n\alpha}{(v'-b)^{n+1}};$$

donc

$$k_{01} = \frac{d\,p'}{d\,T} = 7\,\frac{p_c}{T_c};\quad k_{11} = -\frac{1}{v_c - b}\cdot\frac{d\mu}{dt} = -9\,\frac{p_c}{v_c T_c};\quad k_{21} = \frac{3^4}{2^3}\frac{p_c}{v_c^2\,T_c}, \dots$$

$$k_{n0} = -\frac{3^8}{2^{12}}\frac{p_c}{v_c^4},\qquad k_{(n+1)0} = \frac{3^{10}}{2^{13}}\frac{p_c}{v_c^5}, \dots\dots \quad (32)$$

de sorte que, en première approximation,

$$\frac{\varphi}{v_c} = \frac{1}{2}\frac{v_2 - v_1}{v_c} = \frac{16}{9}\left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (33)$$

et

$$\frac{1}{2}\frac{v_2 + v_1}{v_c} = \frac{2^8}{3^4}\left(\frac{T_o - T}{T_c}\right)^{\frac{2}{3}}. \quad (34)$$

D'après ces formules la courbe de saturation n'est pas une parabole du second degré, mais se compose de deux branches d'une parabole du 3e degré, tournées du même côté. D'ailleurs. la relation (33) donne encore en première approximation. ρ étant la densité,

$$\frac{1}{2}\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_c} = \frac{1}{2}\frac{v_2 - v_1}{v_c} = 1{,}78\left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (35)$$

ce qui est d'accord avec l'expérience (1). Quant à l'équation (34), elle exprime qu'en première approximation le diamètre de la courbe de saturation, dans le diagramme v, T est une branche de parabole de degré $\frac{2}{3}$ (2). Mais on considère généralement ce diamètre dans le diagramme ρ, T ; or, comme on a

$$\frac{1}{2}\frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_c} = \frac{1}{2}v_c\left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2}\right) = \frac{1}{2}v_c\frac{v_1 + v_2}{v_1\,v_2} = v_c\frac{v' + \Phi}{v'^2 + 2\Phi v' - \varphi^2} = \frac{v_c}{v'}\left(1 + \frac{\varphi^2}{v_c^2} - \frac{\Phi}{v_c}\right)$$

(1) Voir H. Kamerlingh Onnes et W. H. Keesom. Die Zustandsgleichung. Art. V 10 de l'*Encykl. d. Math. Wissensch.*, p. 925.

(2) L'expérience semble confirmer ce fait. Voir *Arch. Néerl.*, (2), t. 9 (1904), p. 127.

on voit que, par la circonstance singulièrement fortuite que $\frac{\varphi^2}{v_c^2} = \frac{\Phi}{v_c}$, on a

$$\frac{1}{2}\frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_c} = 1 - \frac{1}{v_c}\frac{d v'}{d T}(T - T_c) = 1 - 0{,}89\,\frac{T - T_c}{T_c}, \tag{36}$$

c'est-à-dire que dans le diagramme ρ, T le diamètre coupe la courbe de saturation en ligne droite, ainsi que le désire la règle du diamètre rectiligne; d'ailleurs, la valeur numérique réduite du coefficient de $T - T_c$ s'accorde encore avec les observations [1].

Enfin, la valeur numérique du coefficient :

$$\frac{T_c}{p_c}\frac{d p_{12}}{d T} = \frac{T_c}{p_c} k_{01} = 7 \tag{37}$$

s'accorde bien également avec celles que l'on a trouvées pour diverses substances satisfaisant à la loi de similitude [2]. Quant à la valeur de $\frac{d^2 p_{12}}{d T^2}$, d'après la formule (31) elle est infinie au point critique: d'ailleurs, en vertu des relations (32) elle est positive pour $T < T_c$, négative pour $T > T_c$: le point critique serait donc un point d'inflexion de la courbe de tension de vapeur prolongée.

La formule de Clapeyron-Clausius, combinée avec (33) et (37), donne pour la chaleur de vaporisation :

$$L = 7 \times \frac{32}{9} p_c v_c \left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^{\frac{1}{3}} = 7\,\frac{R}{M}\,T_c \left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^{\frac{1}{3}} = \frac{14}{M}\,T_c \left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^{\frac{1}{3}} \text{ [3]} \tag{38}$$

On déduit de là, en première approximation :

$$m_1 - m_2 = -\frac{d L}{d T} = \frac{14}{3M}\left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^{-\frac{2}{3}}. \tag{39}$$

Or, la formule (38), appliquée à l'anhydride carbonique ($T_c = 303$, $M = 44$) donne

$$L = 14{,}4\,(T_c - T)^{\frac{1}{3}}.$$

(1) *Die Zustandsgleichung*, p. 920.

(2) *Die Zustandsgleichung*, p. 753.

(3) Car d'une part $\frac{RT_c}{p_c v_c} = \frac{RT_c}{p_c(v_c - b)}\,\frac{v_c - b}{v_c} = 4 \times \frac{8}{9}$; d'autre part $R = 2$ en calories. Le fait que L est proportionnel à la puissance $\frac{1}{3}$ de $T_c - T$ a déjà été constaté depuis longtemps par M. Thiesen, *Verhandl. d. Deuts. Physik. Ges., Berlin*, t. **16** (1897), p. 80.

Le tableau suivant montre jusqu'à quel point cette formule s'accorde avec les mesures de Mathias [1].

$T_c - T$	L (obs.)	L (calc.)
0°,18	3,72	8,1
0°,41	7,26	10,7
1°,15	14,40	15,0
2°,87	19,35	20,5
4°,77	22,50	24,2
8°,96	31,80	29,8
13°,625	39,90	34,3
18°,65	44,97	38,1
24°,35	50,76	41,6
31°	56,25	45,1

Si l'on tient compte des erreurs expérimentales, grandes surtout, on le conçoit, dans le voisinage immédiat du point critique, l'accord peut être considéré comme satisfaisant jusque vers 10° au-dessous de la température critique ; plus bas, la formule paraît donner de plus en plus des valeurs trop faibles.

Quant à la formule (39), elle donne pour l'anhydride sulfureux ($T_c = 430$, $M = 64$)

$$\frac{1}{m_1 - m_2} = 0{,}241\,(T_c - T)^{\frac{2}{3}}.$$

Le tableau suivant montre encore une fois l'accord de cette formule avec les mesures de Mathias [2].

$T_c - T$	m_1	m_2	$\frac{1}{m_1 - m_2}$ (obs.)	$\frac{1}{m_1 - m_2}$ (calc.)
1°	1,800	— 3,850	0,177	0,241
6	0,872	— 1,253	0,471	0,796
11	0,720	— 0,848	0,638	1,19
16	0,620	— 0,620	0,806	1,53
21	0,550	— 0,452	0,998	1,83
26	0,510	— 0,306	1,225	2,11
36	0,470	— 0,078	1,825	2,62
46	0,442	— 0,062	2,63	3,10
56	0,422	— 0,027	2,53	3,52

Ici l'accord laisse fort à désirer; l'allure est suffisamment bien rendue, mais les valeurs calculées de $\frac{1}{m_1 - m_2}$ sont à peu près 1,6 fois trop grandes. La différence ne provient pas de ce que nous avons négligé le terme $\frac{L}{T}$ dans l'expression de $m_1 - m_2$: à $T_c - T = 10°$ l'erreur relative

(1) *Journ. de Phys.*, (2), t. **9** (1890), p. 449.
(2) *Ann. Fac. Sc. Toulouse*, X, 1898.

commise par là n'est que de $\frac{1}{27}$; à $T_c - T = 56°$ elle n'est encore que de $\frac{1}{4}$. Je signale le désaccord sans l'expliquer.

Pour terminer, je ferai encore observer que la chaleur de vaporisation interne est donnée par

$$l = L - p_{12}(v_2 - v_1) = \frac{12}{M} T_c \left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^{\frac{1}{3}}, \qquad (40)$$

ce qui devient pour l'anhydride sulfureux :

$$l = 10,7\,(T_c - T)^{\frac{1}{3}}.$$

Voici encore le tableau comparatif avec les mesures de Mathias.

$T_c - T$	l (obs.)	l (calc.)
2°,4	12,72	13,0
12°,55	26,80	24,8
23°,7	38,76	30,7
37°,75	43,41	35,9
39°,65	45,83	36,5

Ici encore l'accord paraît être satisfaisant jusqu'à une dizaine de degrés en dessous de la température critique ; plus loin la première approximation donne des valeurs trop basses.

En résumé, j'ai exposé dans ce qui précède une méthode permettant de déduire de l'équation caractéristique des fluides les propriétés des états à saturation au voisinage du point critique. Cette méthode consiste à développer la pression en séries par rapport à $v - v_c$ et $T - T_c$ au voisinage du point critique et à appliquer les principes de thermodynamique à cette équation d'état au voisinage du point critique. J'ai appliqué cette méthode à une équation d'état particulière, à laquelle j'ai été conduit par l'étude de l'allure des isothermes et de la courbe de saturation ; cette équation exprime que chaque isotherme présente en un point déterminé (l'isotherme critique au point critique même) une discontinuité analytique, que les observations au voisinage du point critique, malheureusement trop peu nombreuses, semblent confirmer. Bien entendu, cette discontinuité *analytique* dans l'allure des isothermes, si elle est réelle, n'est pas en désaccord avec la continuité *physique* des états liquide et gazeux, qui exige simplement que tous les états fluides homogènes puissent être représentés par une seule et même équation caractéristique.

Manuscrit reçu le 19 mars 1923.

SUR LA DISTRIBUTION DE LONGUEUR DES RAYONS α;

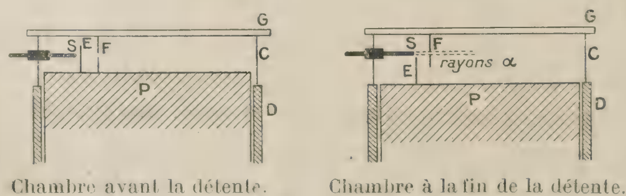
par M[lle] IRÈNE CURIE.

1. La courbe qui représente la variation de l'ionisation sur le trajet d'un faisceau de rayons α, courbe de Bragg, est d'une interprétation difficile, car elle dépend à la fois de la variation du pouvoir ionisant le long du parcours d'un rayon et de la loi suivant laquelle se distribuent les longueurs des rayons du faisceau. On a essayé de déterminer la loi de distribution des longueurs en étudiant la variation du nombre de scintillations le long du faisceau, mais cette méthode conduit à un parcours sensiblement inférieur à celui que donne la courbe de Bragg et l'on peut supposer qu'elle est entachée d'une erreur systématique tenant à ce que les particules α de trop faible vitesse ne donnent plus de scintillations visibles, alors qu'elles sont encore capables d'ioniser. J'ai entrepris un travail pour déterminer la distribution des longueurs des rayons α par la photographie des trajectoires obtenues dans un appareil à détente de Wilson.

2. **Dispositif expérimental.** — L'appareil utilisé est du modèle décrit par Wilson ([1]). La méthode consiste essentiellement dans la comparaison des longueurs d'un grand nombre de rayons émis au même instant au cours d'une détente. Les rayons employés sont ceux du polonium.

La chambre à détente de l'appareil Wilson se compose d'un cylindre de verre C fermé à sa partie supérieure par une glace horizontale G et reposant sur le rebord d'un cylindre métallique D dans lequel glisse un piston P. Une source de rayons S, très petite, est portée par une tige qui

Fig. 1.



Chambre avant la détente. Chambre à la fin de la détente.

Diamètre du cylindre : 16,8 cm.
Hauteur du cylindre : 3,8 cm.

s'avance de plusieurs centimètres à l'intérieur de la chambre. Un écran E fixé au piston est placé devant la source et la découvre au moment où le

([1]) WILSON. *Le Radium* (1913), p. 7.

piston arrive à la fin de sa course. A la glace supérieure est fixée une mince plaque métallique verticale, dans laquelle est pratiquée une fente horizontale F de 2.5 cm de long et de trois quarts de millimètre de large environ, dont la distance à la glace supérieure est la même que celle de la source S à cette glace; la distance de S à F est de 1,5 à 2 cm. Ainsi les rayons α émis par S et passant par la fente sont canalisés sensiblement dans un plan horizontal et forment autour de la source une espèce d'éventail (voir les planches) qu'on photographie avec un appareil placé au-dessus de la chambre à détente, l'axe vertical. Les rayons étant ainsi sensiblement parallèles au plan focal de l'objectif peuvent être mis au point tous à la fois sur toute leur trajectoire et leurs longueurs peuvent être comparées sur la photographie sans erreur sensible due à l'obliquité.

La chambre à détente est éclairée latéralement au moyen d'un arc électrique (l'éclairage se fait au travers d'une solution d'alun, et seulement pendant quelques secondes au moment d'une détente pour éviter les variations de température). La photographie est instantanée ($\frac{1}{100}$ de seconde) et le déclencheur est commandé mécaniquement par le levier sur lequel on agit pour provoquer la détente. L'appareil est à plaques 9×12 cm^2, objectif d'ouverture $f : 4$, de foyer 11 cm, réglé de manière à photographier les rayons en vraie grandeur. Dans ces conditions la profondeur de champ est très petite (4 mm environ).

Le champ électrique destiné à enlever les ions formés dans la chambre à détente est établi entre le piston et un anneau de feuille métallique collé sur la glace supérieure, laquelle n'est pas gélatinée comme dans les expériences de Wilson. Le champ est automatiquement coupé au moment d'une détente.

Le joint étanche du cylindre C avec le corps du piston D doit être facile à défaire et à refaire, à cause des fréquents réglages nécessaires dans ces expériences; après de nombreux essais, je l'ai réalisé d'une manière très satisfaisante avec du caoutchouc (para pur) fondu, dont la consistance est celle de la mélasse.

J'ai fait les dernières expériences avec une nouvelle chambre à détente dont le cylindre C est métallique avec des fenêtres de verre pour l'éclairage et pour voir la hauteur du piston. Ce cylindre porte deux rebords rodés, l'un pour le joint avec le corps du piston D, l'autre pour le joint avec la glace G, ce qui permet d'ouvrir la chambre à détente soit en l'enlevant toute entière, soit en enlevant seulement la glace, avantage précieux pour le réglage; les rodages sont enduits de caoutchouc fondu. Dans l'une

et l'autre chambre, la tige portant la source de polonium coulisse à frottement dur dans un tube métallique fixé au cylindre, ce qui permet de modifier la position de la source ou de la retirer de la chambre sans ouvrir celle-ci. L'étanchéité du joint par frottement entre la tige et le tube est assurée avec un peu de graisse à robinet.

3. **Sources de rayonnement.** — La préparation de la source de polonium est difficile et doit être faite avec beaucoup de soin. Pendant la détente la densité de l'air dans la chambre change d'une manière continue : il est nécessaire que tous les rayons α qu'on photographie soient émis en un temps très court pendant lequel le changement de densité est négligeable. Le plus commode pour réaliser cette condition est de régler la hauteur de l'écran E de telle manière que la source ne se trouve découverte que tout à fait à la fin de la course du piston. Il faut, pour pouvoir opérer ainsi, disposer d'une source de polonium à la fois très petite (1/2 mm au plus en hauteur) et très intense, afin qu'on ait un nombre suffisant de rayons passant par la fente sur chaque cliché.

Afin que les rayons ne puissent subir d'absorption à leur sortie de la source il faut se servir de polonium très pur et éviter autant que possible d'utiliser des rayons émis tangentiellement à la surface sur laquelle il est déposé (par exemple le dépôt sur la partie cylindrique d'un fil fin pourrait présenter des inconvénients à ce point de vue).

Je me suis servi successivement de plusieurs sources, toutes obtenues par dépôt du polonium sur l'argent. J'ai obtenu des sources circulaires de 0,5 mm de diamètre en déposant par minuscules gouttelettes une solution de polonium sur la section d'un fil d'argent de ce diamètre. Des sources plus petites encore peuvent être fabriquées : On émaille un fil d'argent de 0,2 mm de diamètre; le polonium est déposé sur la section du fil entouré d'émail, puis un lavage à l'acide chlorhydrique enlève tout ce qui ne s'est pas fixé par électrolyse sur la petite surface d'argent. La quantité de polonium qui constitue ces sources produirait un courant de l'ordre de 100 à 200 ES dans une chambre d'ionisation.

4. **Réglage de l'appareil.** — Le réglage de l'appareil à détente présente quelques difficultés que j'attribue à deux causes : 1° le fait que les rayons sont émis tout à fait à la fin de la détente; 2° le très grand nombre d'ions produit par la source dans la chambre.

J'ai dû employer des détentes très fortes : 1,35 ou 1,4 par exemple. Il n'a pas été possible d'utiliser les rayons émis pendant le dernier quart de

millimètre de la chute du piston : il semble que les ions formés à ce moment ne puissent recueillir assez d'eau pour être rendus visibles. La source était découverte, en général, un demi-millimètre avant la fin de la course du piston.

Les clichés présentent des aspects différents selon le moment où ils ont été pris ; sur certains, les rayons sont très faibles et se terminent d'une manière tout à fait imprécise : ce sont des photographies prises trop tôt, avant l'accumulation complète du brouillard sur les ions.

5. Étude des clichés. — Chaque cliché contient de 20 à 60 rayons passant par la fente. La longueur des rayons est de 5 à 6 cm et peut être mesurée avec une précision de 0,5 pour 100 sur beaucoup de clichés. Sur d'autres la précision de 1 pour 100 est difficile à dépasser par suite de l'affaiblissement des extrémités. Les accidents (coudes, courbures, crochets à la fin du parcours) dus à des chocs exceptionnels de la particule sont assez fréquents, mais ceux qui sont assez accentués pour influer notablement sur la longueur du rayon sont rares. J'ai fait toutes les mesures de l'origine à l'extrémité des rayons sans tenir compte de ces anomalies.

6. Résultats. — On trace pour chaque cliché deux courbes : I. le nombre n de rayons de longueur comprise entre $x - \Delta x$ et $x + \Delta x$; II, le nombre N de rayons de longueur supérieure à x, en fonction de x.

La première courbe met en évidence l'existence d'un *parcours le plus*

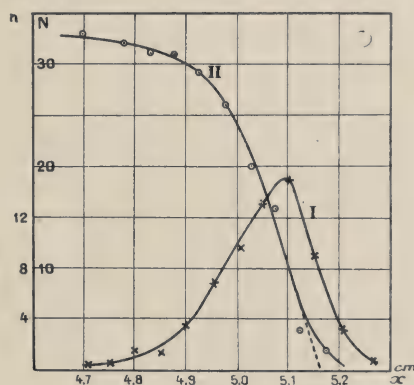


Fig. 2.

(I) n, nombre de rayons de longueur comprise entre x — 0,5 mm et x + 0,5 mm.
(II) N, nombre de rayons de longueur supérieure à x.

probable des rayons α, que nous appellerons l.

La deuxième courbe dont la chute ressemble à celle de la courbe de

Bragg montre qu'on peut définir un parcours extrapolé à la manière dont Henderson (1) le définit pour la courbe d'ionisation, c'est-à-dire en prolongeant la partie sensiblement rectiligne de la courbe jusqu'à l'axe des x.

Les courbes reproduites ci-contre sont les courbes I et II relatives à un cliché d'une trentaine de rayons.

Il est à remarquer que, sur la plupart des clichés, le parcours le plus probable des rayons peut être déterminé sans ambiguité, alors que le parcours extrapolé ne peut être apprécié que si la courbe II n'est pas trop irrégulière. Ainsi sur des clichés qui portent, par exemple, une dizaine de rayons, ce qui est tout à fait insuffisant pour établir une courbe de distribution, il est presque toujours possible de déterminer le parcours le plus probable à moins d'un demi millimètre près (sur 5 cm de parcours).

C'est cette caractéristique facile à mesurer qui permet de grouper les distributions de longueur relatives à plusieurs clichés en une distribution unique portant sur le nombre total de leurs rayons. Sur des clichés pris les uns après les autres sans rien changer au réglage de la détente on trouve le même parcours le plus probable : on peut compter ensemble tous les rayons comme s'ils venaient d'une même détente. Pour des clichés pris dans des conditions légèrement différentes et où les parcours les plus probables sont par conséquent un peu différents, on peut décaler les courbes de distribution de manière à faire coïncider ces parcours et additionner ensuite les résultats. Il est préférable de ne pas essayer de grouper des clichés où le parcours des rayons est très différent, car alors il serait nécessaire de faire des corrections dans l'échelle des abscisses au lieu de se contenter d'un simple décalage de l'origine.

J'ai ainsi tracé plusieurs courbes de distribution portant chacune sur 100 à 300 rayons. Ces courbes sont naturellement beaucoup plus régulières que celles qui correspondent à chaque cliché. La courbe de la figure 3 représente la distribution de 140 rayons d'une série de clichés.

Pour connaître la valeur du parcours le plus probable l, dans des conditions déterminées de température et de pression il faut calculer (d'après les dimensions de la chambre et du piston) le degré de détente utilisé : on doit de plus connaître la pression et la température initiales, mais il est inutile de se préoccuper de la pression et de la température finales, puisque seule la densité de l'air intervient. Pour une série de clichés pris avec la chambre à détente métallique on a trouvé :

(1) Henderson, *Phil. Mag.*, vol. 2 (1921), p. 538.

	Détente	l (sur le cliché)	l rapporté à 15° et 760 mm
Pression 754 mm de Hg.....	1,41	5,53 cm	3,85 cm
Température 18°,5.........	1,36	5,33 —	3,88 —
	Moyenne..................		3,865 cm

Il y a lieu de faire une petite correction à la valeur de l ainsi trouvée. Cette valeur se rapporte à l'air saturé de vapeur d'eau. Si on calcule la correction en admettant la loi de Bragg pour le pouvoir d'arrêt des atomes (pouvoir d'arrêt proportionnel à la racine carrée du poids atomique), on trouve qu'à 18°,5 sous une pression de 754 mm de Hg le parcours est de 0,4 pour 100 plus long dans l'air saturé de vapeur d'eau que dans l'air sec.

On peut donc admettre en moyenne $l = 3{,}85$ cm dans l'air sec à 15° et 760 mm, valeur un peu inférieure à celle du parcours extrapolé donné par la courbe d'ionisation. $p = 3{,}925$ à 15° et 760 mm d'après Geiger (¹). La précision de mes expériences ne permet pas d'ailleurs de répondre d'une unité sur la deuxième décimale.

J'ai essayé de voir par un autre moyen s'il n'y avait pas de grosse différence entre le parcours extrapolé que j'observais et le parcours d'ionisation. Pour cela j'ai pris des clichés en utilisant une source de rayonnement portant du polonium et du radium C (une solution de RaC était déposée par gouttelettes à l'extrémité du fil de 0,5 mm de diamètre qui portait déjà le polonium). Il y avait peu de rayons du RaC sur les clichés, mais ces quelques rayons suffisaient pour déterminer approximativement le rapport des parcours les plus probables des rayons du polonium et de ceux du radium C, rapport qui doit être le même dans toutes les conditions de température et de pression. Soient p et p' les parcours extrapolés obtenus par la courbe d'ionisation, l et l' les parcours les plus probables, à 15° et 760 mm de pression

On a (note 3) : $\left\{ \begin{array}{l} p = 3{,}925 \text{ cm} \\ p' = 6{,}971 \text{ cm} \end{array} \right. \quad \frac{p'}{p} = 1{,}775.$

D'autre part, d'après les clichés : $\frac{l'}{l} = 1{,}79.$

Si on suppose que les différences $p' - l' = \delta'$ et $p - l = \delta$ sont sensiblement proportionnelles au parcours, on doit avoir $\frac{l'}{l} = \frac{p'}{p}$. Le rapport

(¹) Geiger. *Zeitschrift f. Phys.* (1922), p. 45.

trouvé pour $\frac{l'}{l}$ s'accorde avec cette hypothèse dans la limite des erreurs expérimentales.

Si on suppose que la courbe de distribution de longueur est la même pour les rayons du polonium et pour ceux du radium C on a

$$p' - l' = p - l = \delta$$

$$\frac{p' - \delta}{p - \delta} = 1,79 \qquad \text{d'où} \qquad \delta = 0,076$$

$$l = p - \delta = 3,85 \text{ cm}$$

ce qui concorde exactement avec la valeur trouvée d'autre part pour l.

7. **Courbe de distribution**. — Considérons à présent la loi de distribution des longueurs autour de la valeur la plus probable. La courbe de la figure 3 représente le nombre de rayons de longueur comprise entre $x - \Delta x$ et $x + \Delta x$, avec $\Delta x = 0,5$ mm, pour une série de clichés portant sur 140 rayons dont le parcours le plus probable est 5,15 cm. On constate que la courbe correspond très exactement à une loi de probabilité $n = K\,e^{-\frac{\xi^2}{a^2}}$ où $\xi = x - l$, sauf pour les rayons les plus courts qui sont beaucoup plus nombreux. La courbe en pointillé représente la portion de la courbe $n = K\,e^{-\frac{\xi^2}{a^2}}$ qui se sépare de la courbe expérimentale.

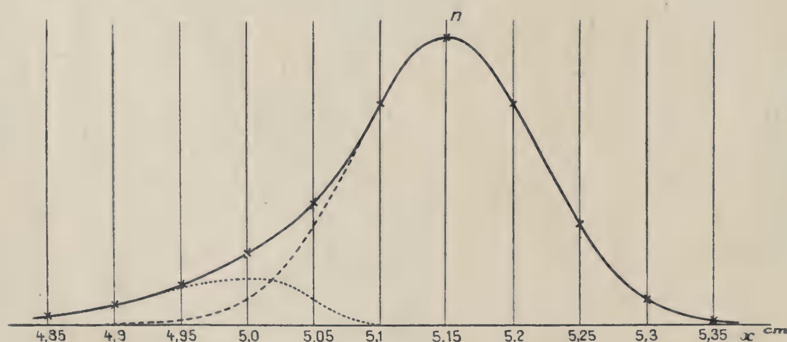


Fig. 3 .

x, longueur des rayons ;
n, nombre de rayons de longueur comprise entre

$$x - \Delta x \quad \text{et} \quad x + \Delta x, \quad \text{avec} \quad \Delta x = 0,05 \text{ cm}.$$

Trait plein : Courbe expérimentale.

– – – – – Courbe $n = K\,e^{-\frac{x^2}{a^2}}$.

·········· Différence des ordonnées de ces courbes.

TABLEAU

x	n	x	n
5,35	0,5	5,05	31
5,3	6	5,0	18
5,25	24,5	4,95	10,5
5,2	55,5	4,9	5
5,15	72,5	4,85	2
5,1	56		

Les fractions de rayon sont dues au mode de dénombrement adopté.

La précision des mesures permettrait de construire la courbe pour Δx égal à un quart de millimètre, mais le nombre de rayons est insuffisant pour cela et les irrégularités sont trop grandes. On peut étudier la manière dont la valeur de l'intervalle Δx choisi influe sur la forme de la courbe : si on suppose une loi $n = K\,e^{-\frac{\xi^2}{\alpha^2}}$ correspondant à des intervalles dx très petits, en construisant à partir de cette courbe celles qui correspondraient à des valeurs croissantes de Δx on obtient d'autres courbes plus étalées, très sensiblement de la forme $n = K\,e^{-\frac{\xi^2}{a^2}}$, avec $a > \alpha$, tant que Δx n'est pas trop grand par rapport à α. Inversement on peut (au moyen d'une courbe de correction préalablement tracée) connaissant l'intervalle Δx et le coefficient a de la courbe expérimentale en déduire le coefficient α qui correspond à la véritable loi de distribution pour des intervalles très petits.

En faisant les corrections voulues on trouve pour le coefficient α qui est proportionnel au parcours le plus probable, $\alpha = 0{,}06$ cm environ à 15° et 760 mm de pression. Il est commode de définir la distribution de longueur des rayons du polonium par le coefficient $\rho = \frac{\alpha}{l}$ qui est constant. On trouve $\rho = 1{,}5 \times 10^{-2}$.

Les diverses séries de clichés donnent toutes des résultats analogues et conduisent à des lois de probabilité peu différentes : il y a toujours un excès de rayons courts. La courbe de distribution décroît régulièrement vers 0 quand x diminue, mais plus lentement que la courbe de probabilité. Le parcours le plus probable étant 3,85 cm (15° et 760 mm) il n'y a pratiquement plus de rayons de 3,5 cm (moins de 0,1 pour 100). Cependant pour des valeurs de x inférieures on retrouve un petit nombre de rayons, de longueurs distribuées à peu près uniformément entre 3,1 et 3,4 cm ; leur

proportion vis-à-vis du nombre total des rayons est de l'ordre de 2 pour 100. On peut attribuer ces rayons anormaux à des causes accidentelles, mais cela ne paraît pas très probable.

Je n'ai pas observé de rayons de longueur inférieure à 3,1 cm.

Si on calcule pour chaque valeur de x inférieure à l la différence entre le nombre de rayons trouvé et celui qui correspondrait à la loi de probabilité, on voit (figure 3) que cette différence passe par un maximum pour une valeur de x inférieure de 3 pour cent, à la valeur la plus probable. Le nombre des rayons qui ne rentrent pas dans la la loi de probabilité principale est de l'ordre de 5 à 10 pour cent du nombre total des rayons et leur distribution de longueur est telle qu'on pourrait leur supposer un parcours le plus probable de 3,73 cm environ (à 15° et 760 mm). Toutefois il y a forcément une grande incertitude sur la distribution de ces rayons, dont le nombre est petit et ne peut être apprécié que par la différence de deux courbes dont une seule est expérimentale.

La courbe II (voir figure 4) qui représente le nombre de rayons de longueur supérieure à x n'est autre que l'intégrale de la courbe I de distribution, prise en faisant varier x de l'infini vers 0 : au maximum de la courbe I, pour $x = l$ correspond un point d'inflexion très étendu qui simule une portion rectiligne sur la courbe II. Si l'on prolonge jusqu'à l'axe des x la tangente à ce point d'inflexion on a le parcours extrapolé de la courbe II. On calcule aisément que la différence entre ce parcours extrapolé et le parcours le plus probable est égal à $\frac{\sqrt{\pi}}{2}a$, a étant le coefficient de la courbe de probabilité.

On voit d'après la courbe II qu'environ 60 pour cent des rayons ont un parcours compris entre 3,8 et 3,9 cm, environ 90 pour cent ont un parcours compris entre 3,75 et 3,95 cm.

Sur la figure 4 on a tracé la courbe d'ionisation et la courbe II, ramenée à 15° et 760 mm de pression. Les parcours extrapolés des deux courbes sont très peu différents. A la queue d'ionisation de la courbe de Bragg au delà du parcours extrapolé correspond une queue analogue de la courbe II ; ces rayons rentrent comme nous l'avons vu dans la loi de probabilité. La chute rapide du nombre des rayons commence plus loin de la source que la chute de la courbe d'ionisation.

Si on essaye d'interpréter la courbe d'ionisation en se servant de la loi de distribution donnée ici, on voit qu'il est nécessaire d'admettre que le pouvoir ionisant d'un rayon α croît jusqu'à 4 ou 3 mm de la fin de son parcours, passe par un maximum, puis tombe rapidement. On peut

supposer soit que le pouvoir ionisant décroît jusqu'à 0, soit qu'il décroît jusqu'à un palier. Les expériences ne permettent pas de préciser davantage, d'autant plus que pour essayer de construire la courbe de variation du

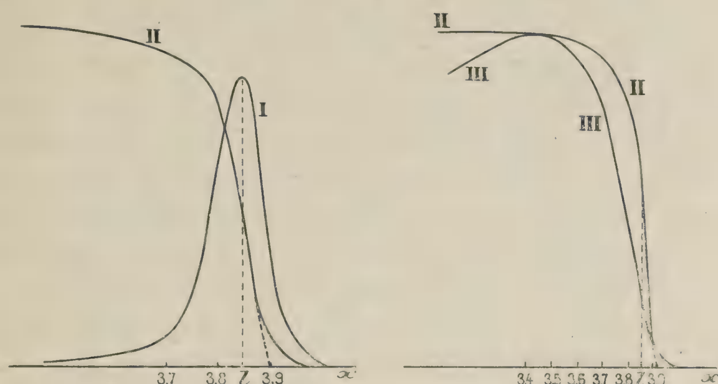


Fig. 4.

Courbe I : Nombre de rayons de longueur comprise entre $x - \Delta x$ et $x + \Delta x$.
— II : Nombre de rayons de longueur supérieure à x.
— III : Courbe d'ionisation.
Les courbes I et II sont relatives à une série de clichés comprenant 265 rayons.
Toutes les courbes sont rapportées à 15° et 760 mm.

pouvoir ionisant on est obligé d'admettre que tous les rayons se comportent de la même manière, ce qui n'est nullement certain. En particulier dans l'hypothèse où les rayons α de vitesse suffisamment faible subiraient des alternatives de gain ou de perte d'un électron, la variation de l'ionisation à la fin du parcours pourrait être très différente, par l'effet du hasard, pour les différents rayons.

Bohr [1] a calculé par des considérations sur les chocs électroniques la distribution de longueur des rayons α. Il trouve que la distribution suit une loi de probabilité de coefficient $\rho = 1,20 \times 10^{-2}$, pour les rayons du polonium dans l'air. Celui que donnent mes expériences, $\rho = 1,5 \times 10^{-2}$, correspond à une loi de probabilité un peu plus étalée. Cependant on peut dire qu'il est en assez bon accord avec la théorie; d'ailleurs la discussion des erreurs montre que le coefficient que j'obtiens est probablement un peu trop fort.

On ne prévoit pas par le calcul de dissymétrie dans la courbe de distribution. Il est possible que la proportion notable de rayons courts ne rentrant pas dans la loi de probabilité soit due à la superposition au phé-

[1] Bohr. *Phil. Mag.*, Vol. 2, (1915), p. 581.

nomène principal de perte d'énergie des rayons α par les chocs électroniques, d'un effet de nature différente : par exemple la perte de charge de certains rayons signalée par Henderson(¹).

Il n'est pas impossible non plus que le polonium émette en faible proportion des rayons α formant un groupe de parcours inférieur de 1 mm au parcours principal; un tel groupe serait difficile à déceler par la courbe d'ionisation. D'après la loi de Geiger (parcours proportionnel au cube de la vitesse d'émission) la vitesse d'émission de ce groupe serait inférieure de 1 pour cent à celle du groupe principal : quand j'ai déterminé la vitesse d'émission des rayons α du polonium les poses et la dispersion employées ne m'auraient pas permis de le distinguer et je pense reprendre cette question.

Discussion des erreurs. — Il y a lieu de remarquer que dans cette étude de la distribution de longueur des rayons α les causes d'erreurs possibles concourent toutes à augmenter les différences de longueur entre les rayons et presque toutes à diminuer la valeur la plus probable du parcours.

Je vais exposer ici ces causes d'erreurs en même temps que les raisons que j'ai de supposer que leur influence n'est pas très considérable.

Erreurs sur la mesure des rayons sur le cliché. — Ces erreurs sont surtout à craindre pour les clichés pris un peu trop tôt, où l'extrémité des rayons est faible et très difficile à apprécier. Cependant les mesures faites sur de tels clichés donnent une distribution de longueur analogue à celle qu'on obtient sur ceux où l'extrémité des rayons est nette, et le parcours le plus probable est le même dans les mêmes conditions de pression et de détente. Il est donc vraisemblable que les mesures ne sont pas sensiblement faussées.

Erreurs dues à des irrégularités de pression dans la chambre pendant la détente. — Des erreurs dues à cette cause se traduiraient par une différence systématique entre les rayons ayant traversé une région perturbée et les autres. Or aucune différence systématique n'est mise en évidence si on mesure séparement diverses parties de l'éventail de rayons, sauf dans des régions où le brouillard a manqué, et qui ne peuvent servir pour les mesures. De plus les résultats obtenus dans les deux chambres à détente sont semblables ; s'il y avait eu des irrégularités notables de pression elles

(¹) Henderson. *Proc. Roy. Soc.*, (1923), p. 102.

n'auraient pas été les mêmes dans les deux chambres dont les dimensions

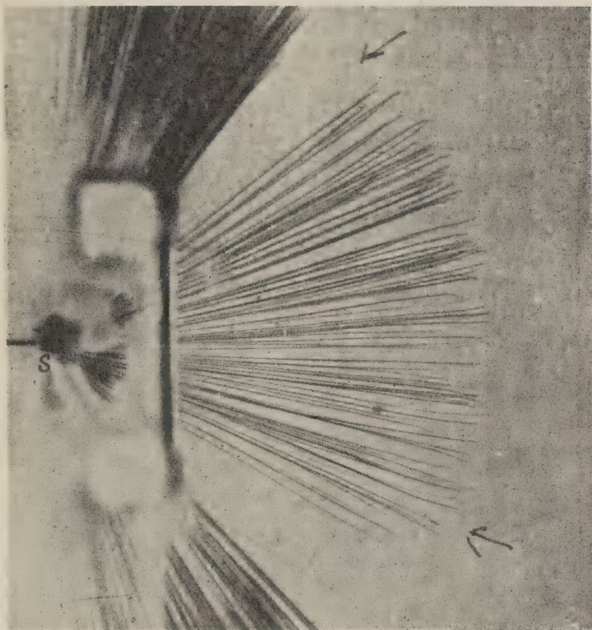


Fig. 5.

étaient un peu différentes.



Fig. 6.

Absorption à la sortie de la source. — Les inégalités de surface de la source ou les impuretés déposées en même temps que le polonium pourraient être cause du raccourcissement de certains rayons ; une trace d'eau condensée sur la source dans la chambre à détente pourrait avoir le même

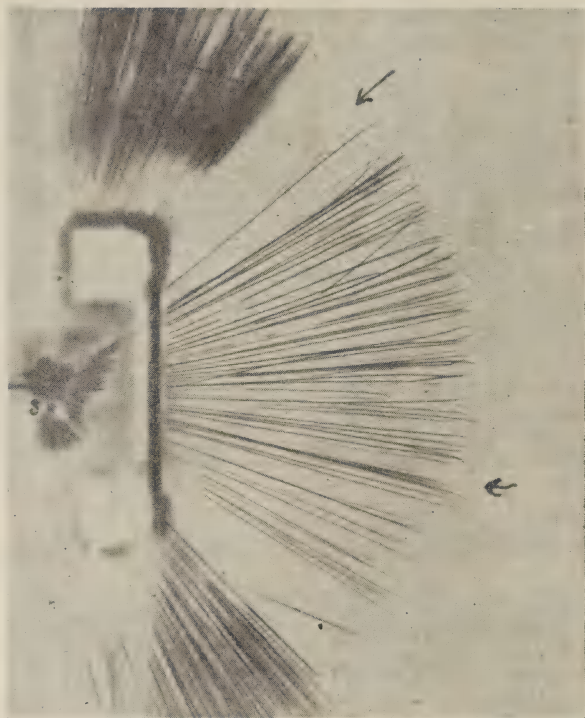


Fig. 7.

effet. Pratiquement quand de l'eau s'est condensée sur la source, on en est toujours averti par de grosses irrégularités visibles sans prendre de photographies. En ce qui concerne la surface, il est extrêmement difficile de l'obtenir absolument régulière et exempte d'impuretés. Comme j'ai obtenu des distributions de longueur analogues avec plusieurs sources qui différaient entre elles par leurs dimensions et par l'aspect de la surface vue au microscope je ne pense pas avoir d'erreur importante de ce côté. J'ai pris soin d'utiliser des sources fraîchement préparées, afin d'éviter l'effet de pénétration du polonium dans l'argent, qu'il y a lieu de craindre d'après des expériences non encore publiées, faites à l'Institut du Radium.

Addition des clichés. — On doit compter aussi comme cause d'erreur la nécessité de grouper dans une même courbe de distribution les rayons de plusieurs clichés. Pour que cette opération n'entraîne pas un étalement de la répartition des longueurs, il faudrait connaître exactement la valeur la plus probable sur chaque cliché afin de faire coïncider correctement sa distribution avec celle des autres. Cette difficulté entraine certainement de petites différences sur la courbe de distribution.

Variation de la pression pendant l'émission des rayons. — Il est naturellement impossible d'éviter une petite variation de la pression dans la chambre au cours de l'émission des rayons. Dans les dernières expériences faites avec une source de $\frac{2}{10}$ mm de diamètre, on peut estimer que tous les rayons avaient été émis pendant que le piston descendait de un quart de millimètre environ. La chambre à détente ayant 4 cm de haut, la pression devait donc varier de $\frac{1}{160}$ de sa valeur pendant l'émission des rayons, soit de $\frac{1}{300}$ autour de sa valeur moyenne. Pour des expériences faites avec d'autres sources moins petites les conditions étaient moins bien définies, mais l'effet de variation de pression était sans doute du même ordre. Comme on le voit cet effet est peu important.

Une variation de pression notable au cours de l'émission des rayons aurait pour effet non pas d'augmenter le coefficient de la loi de probabilité mais de déformer la courbe de distribution qui ne suivrait plus une loi de forme exponentielle.

Résumé. — Chacune des causes d'erreurs énumérées ici ne produit sans doute qu'une différence insignifiante dans la loi de distribution, mais comme toutes ces erreurs tendent à augmenter les écarts de longueur des rayons, il est très probable que leur effet total n'est pas négligeable : le coefficient α de la loi de probabilité est vraisemblablement plus petit que celui qui résulte de ces expériences et le parcours le plus probable est peut-être un peu plus long. Il est difficile d'estimer l'importance de la superposition de ces causes d'erreur.

Conclusions. — Il résulte de ces expériences que les longueurs des rayons α du polonium se distribuent suivant une loi de probabilité, sauf pour les rayons courts qui sont en excès. Le parcours le plus probable est environ 3.85 cm dans l'air sec, à la température de 15° et sous une pression de 760 mm de mercure.

La loi de probabilité est peu différente de celle qui est prévue théoriquement par Bohr.

Il est établi par cette loi de distribution et par l'examen de la courbe d'ionisation que, conformément à la supposition de Bragg, le pouvoir ionisant des rayons α individuels passe par un maximum un peu avant la fin du parcours, puis décroît rapidement.

Diverses interprétations sont envisagées pour les rayons courts qui ne rentrent pas dans la loi de probabilité.

Ce travail a été fait à l'Institut du Radium, dans le laboratoire de Mme Curie que je suis heureuse de remercier pour ses conseils.

Manuscrit reçu le 25 avril 1923.



Série VI. — Tome IV. Juin 1923 N° 6.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

THÉORIE DU FOUR A INDUCTION A HAUTE FRÉQUENCE

Par M. G. RIBAUD.
(Faculté des Sciences de Strasbourg.)

Le four à induction à haute fréquence comprend en principe un enroulement métallique à l'intérieur duquel on dispose une substance conductrice de l'électricité; si l'enroulement est parcouru par des courants de haute fréquence la substance devient le siège de courants de Foucault qui l'échauffent.

Dans le présent travail nous nous proposons de calculer ce que doit être le rendement d'un tel four, c'est-à-dire le rapport entre l'énergie calorifique recueillie dans la substance et l'énergie électrique empruntée à la source de haute fréquence.

I. **Cas d'un four alimenté par un courant sinusoïdal entretenu de pulsation** ω. — Ce cas serait celui d'un four alimenté par un alternateur à haute fréquence, dont la fréquence reste fixe et indépendante de la réaction de la substance sur le circuit inducteur. Nous admettrons que le circuit inducteur est constitué par un solénoïde de hauteur h, de section S, comportant n spires et dans lequel nous supposerons le champ uniforme. Nous supposerons la substance à chauffer faite d'un cylindre conducteur de résistivité ρ, de hauteur h, de diamètre d et centré sur le solénoïde inducteur. Nous désignerons en outre par r la résistance ohmique du cylindre, par l sa self-inductance et par i l'intensité qui le traverse et enfin par I l'intensité dans le solénoïde inducteur $I = I_0 \sin \omega t$.

a) Chauffage des métaux solides et fondus. — Comme il s'agit ici de corps très conducteurs et de courants de fréquences élevées nous supposerons que l'épaisseur dans laquelle se propagent les courants induits a une valeur négligeable [1].

[1] Dans le cuivre et pour des fréquences de l'ordre de 50 000 p : s, l'intensité est réduite à 0,1 de sa valeur à une profondeur de 0,5 mm, dans le mercure, à une profondeur de 5 mm. Nous laisserons de côté, pour l'instant, le cas du charbon pour lequel cette approximation ne serait pas légitime, du moins pour des fours dont le diamètre ne dépasse pas quelques centimètres.

Le cylindre conducteur est traversé par un flux sinusoïdal

$$\Phi = \frac{\pi^2 n d^2}{h} I_0 \sin \omega t,$$

induisant une intensité

$$i = \frac{\pi^2 n d^2}{h} \omega \frac{I_0}{\sqrt{r^2 + l^2 \omega^2}} \cos(\omega t - \varphi) \tag{1}$$

avec

$$l = \frac{\pi^2 d^2}{h}; \qquad r = \frac{\pi d}{h} \sqrt{2 \pi \rho \omega} \qquad \operatorname{tg} \varphi = \frac{l \omega}{r} = d \sqrt{\frac{\pi \omega}{2 \rho}}. \tag{2}$$

Pour des fréquences de l'ordre de 50 000 p : s. ($\omega = 3.10^5$) et pour un diamètre de substance de 6 cm le rapport $\frac{l\omega}{r}$ prend dans le cas du cuivre ($\rho = 2.10^3$), du plomb ($\rho = 20.10^3$), du mercure ($\rho = 10^5$) les valeurs respectives suivantes : 100, 32, 14. Ces valeurs seraient encore plus grandes dans le cas de fréquences plus élevées et pour des fours de plus grands diamètres.

On est autorisé, on le voit, à négliger r^2 devant $l^2 \omega^2$ au dénominateur de l'expression (1), en outre l'angle φ est très voisin de $\frac{\pi}{2}$ de sorte que l'intensité i est en opposition de phase avec I.

L'énergie w recueillie par seconde dans la substance prend dès lors la valeur simple :

$$w = \int r i^2 \, \mathrm{d} t = r n^2 I_{eff}^2.$$

Cette énergie recueillie est proportionnelle au carré des ampères-tours efficaces et proportionnelle à la résistance r de la substance, toutes choses égales elle est proportionnelle au diamètre occupé par la substance dans le four, proportionnelle aussi aux racines carrées de la résistivité [1] et de la fréquence.

Le rendement est, on le voit, faible dans le cas des métaux ou alliages très conducteurs (cuivre, argent, laitons), et notablement plus élevé dans le cas des métaux peu conducteurs (plomb, chrome). La formule ci-dessus est également valable dans le cas des métaux magnétiques (fer, nickel...),

[1] Cette proportionnalité entre l'énergie recueillie et la racine carrée de la résistivité se vérifie bien sur les nombres que nous avons donnés ailleurs pour le cuivre, le laiton et le plomb. *Recherches et Inventions*, t. 40 (février 1923), p. 26.

il suffit de multiplier, dans l'expression de r, la résistivité ρ par la perméabilité μ du métal. Notons d'ailleurs en passant que le rendement doit croître notablement lorsque la température du métal chauffé augmente, il est également plus élevé pour le métal à l'état de fusion.

b) *Chauffage des corps peu conducteurs* (charbon...). Dans ce qui précède nous avons envisagé le cas des métaux pour lesquels l'épaisseur de la couche de « skin effect » est négligeable.

Dans le cas des corps peu conducteurs on est obligé de tenir compte de la loi de répartition de l'intensité et de la phase dans la profondeur du conducteur, dans ces conditions le calcul de la résistance r et de la self inductance l devient très compliqué. Sans développer les calculs il est néanmoins possible de prévoir le sens et l'ordre de grandeur de la variation du rendement.

Si l'on suppose que l'on a affaire à des cylindres de très grands diamètres, l'expression de l'énergie recueillie dans la substance peut s'écrire sous la forme approchée suivante :

$$W = n^2 I^2_{eff} \cdot \frac{r l^2 \omega^2}{r^2 + l^2 \omega^2} \cdot \qquad (3)$$

Cette énergie est maximum lorsque la résistance r est égale à $l\omega$. Un calcul simple donne pour la résistivité ρ correspondant au maximum la valeur :

$$\sqrt{\rho} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} . d . \sqrt{\omega}.$$

Le maximum d'énergie recueillie est atteint pour des valeurs de ρ d'autant plus grandes que ω et d sont plus grandes.

En réalité r croît plus vite et $l\omega$ croît moins vite que ne le voudraient les expressions (2) données plus haut de sorte que le maximum est atteint pour des valeurs de $\sqrt{\rho}$ inférieures à la valeur théorique.

On voit en outre que *la valeur du maximum de l'énergie recueillie est approximativement proportionnelle à $\sqrt{\omega}$ et à d.*

a) *Chauffage de substances très peu conductrices.* — L'expression (3) montre facilement qu'au *delà du maximum* si ρ augmente, le terme r^2 du dénominateur devenant prépondérant et la self inductance l devenant de plus en plus faible, *l'énergie recueillie décroît très vite.*

L'ensemble des résultats ci-dessus est résumé dans la figure 1 ; les courbes ont été tracées pour des diamètres de substances de quelques centi-

mètres et pour des fréquences variant de 10 000 à 120 000 p : s, en portant en abscisses $\sqrt{\rho}$ et en ordonnées $\frac{W}{n^2 I^2_{eff}}$.

L'énergie recueillie est maximum pour des résistivités intermédiaires entre celles du mercure et du graphite. Les courbes montrent en outre que,

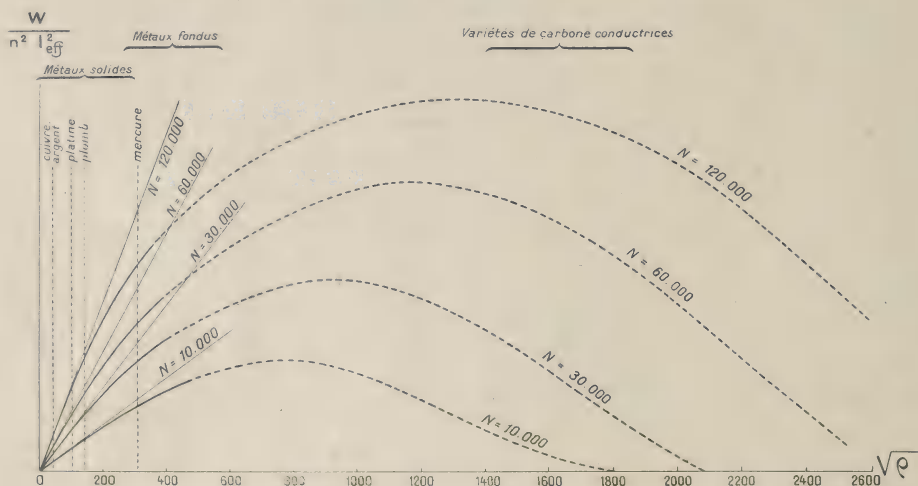


Fig. 1.

pour les fréquences élevées, les rendements sont meilleurs pour le graphite que pour le mercure ; dans le cas des basses fréquences c'est l'inverse qui se produit [1].

II. **Cas d'un four alimenté par une installation à étincelle.** — En principe une telle installation sera constituée par un circuit de décharge

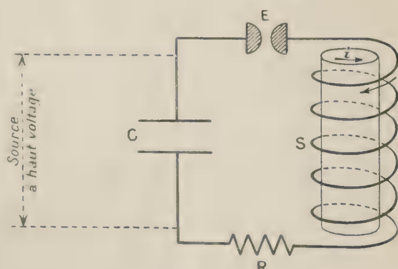


Fig. 2.

comprenant une capacité C, un éclateur E, et un solénoïde S (enroulement du four). (Fig. 2.)

[1] Ce résultat nous avait été donné par l'expérience (*loc. cit.*).

Une source à haut potentiel charge la capacité C; si V est le potentiel explosif dans l'éclateur, au moment où la différence de potentiel aux bornes de la capacité C atteint la valeur V une étincelle éclate, la capacité C se décharge dans un circuit dont nous désignerons la résistance par R (¹), la self inductance par L. Si l'on ne dispose pas de substance conductrice à l'intérieur de S, l'énergie rayonnée à l'extérieur étant faible toute l'énergie $1/2\ CV^2$ se retrouve finalement sous forme de chaleur dissipée par effet Joule dans le circuit.

Supposons maintenant que l'on dispose à l'intérieur de S une substance cylindrique conductrice, cette substance va être parcourue par des courants induits, une partie de l'énergie de la décharge va se retrouver sous forme de chaleur dans la substance. Nous prendrons pour valeur du rendement le rapport entre l'énergie calorifique recueillie par la substance et l'énergie fournie à la capacité par la source qui l'alimente.

Dans un précédent travail (²) nous avons eu l'occasion d'insister sur les faits suivants : la puissance fournie à la capacité ne se trouve pas accrue par la présence de la substance et tout essai de rapprochement avec un transformateur que l'on charge plus ou moins doit être écarté ; il est en outre impossible de négliger la réaction, nécessairement importante, de la substance sur le circuit inducteur.

Nous désignerons par i l'intensité dans le circuit de décharge, nous assimilerons en outre comme nous l'avons fait plus haut le cylindre conducteur à un circuit de self inductance l, de résistance r, parcouru par un courant d'intensité i ; nous appellerons M le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits.

Les intensités i et I sont fournies par les équations différentielles suivantes :

$$\left\{\begin{aligned} & L\frac{\mathrm{d}^2 I}{\mathrm{d}t^2} + M\frac{\mathrm{d}^2 i}{\mathrm{d}t^2} + R\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + \frac{I}{C} = 0 && (5)\\ & l\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + M\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + ri = 0. && (6)\end{aligned}\right.$$

$$\left(L = \frac{4\pi n^2 S}{h}, \qquad M = \frac{4\pi ns}{h}\right).$$

Chauffage des métaux. — Nous admettrons encore que la couche de skin effect a une épaisseur négligeable.

(¹) R représente la résistance ohmique du circuit de décharge augmentée de la résistance équivalente de l'étincelle. Nous supposerons dans ce qui suit R constant, les résultats des mesures que nous donnerons plus loin montrent que, pour les éclateurs que nous avons utilisés, cette supposition est légitime.

(²) G. Ribaud. *Bulletin Direction Recherches et Inventions*, t. 29 (mars 1922), p. 18.

Nous ferons plus loin le calcul de l'amortissement des oscillations et nous montrerons qu'il reste en pratique suffisamment faible pour que l'on puisse le négliger et admettre, comme nous l'avons fait plus haut, que l'on a affaire à des oscillations entretenues de pulsation ω. Les intensités i et I restent encore pratiquement en opposition de phase et, de l'équation (6), on tire

$$i = -nI - \frac{nr}{l\omega} I_0 \cos \omega t,$$

expression qui, transportée dans (5) fournit facilement après simplifications

$$(L - Mn) \frac{d^2 I}{dt^2} + (R + n^2 r) \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = 0. \qquad (7)$$

La substance placée à l'intérieur du four a pour effet, on le voit, de diminuer la self inductance du circuit de décharge (1) *et d'accroître la résistance* R *de ce circuit d'une quantité* $R' = n^2 r$ (que nous appellerons résistance apparente de la substance). Le circuit de décharge absorbe une énergie RI^2_{eff}, la substance reçoit une quantité d'énergie $R'I^2_{eff}$ (2) et le *rendement de l'installation a pour valeur :* $\frac{R'}{R + R'}$. Si l'on a mesuré la résistance R et la pulsation ω, on peut calculer ce rendement. Pour un four de 7 cm de diamètre, de hauteur 13 cm (20 spires, $C = 0{,}1$ μf), contenant un cylindre de mercure de 6 cm de diamètre, les valeurs de R et ω mesurées étaient respectivement $R = 0{,}55$ ohm, $\omega = 0{,}9 . 10^6$. Le calcul donne pour la résistance apparente du mercure la valeur $R' = n^2 r = 0{,}42$ ohm, et pour le rendement : $\frac{R'}{R + R'} = 0{,}43$; l'expérience fournit 0,38. Pour un cylindre de laiton dans les mêmes conditions $R' = 0{,}095$ ohm ; rendement calculé : 0,15, rendement mesuré : 0,12. L'accord entre le calcul et l'expérience est, on le voit, très satisfaisant ; il le serait encore davantage si l'on n'admettait pas comme nous l'avons fait que le champ est uniforme à l'intérieur du solénoïde inducteur.

Il n'est peut être pas inutile de faire remarquer qu'en cours de chauffe, la résistance de la substance augmentant, le rendement doit croître très notablement (dans le rapport de 1 à 2 lorsqu'on passe de la température ordinaire à la température de 1 000° C).

L'équation (7) permet de calculer la pulsation et l'amortissement dans le four en charge. Même pour les très grandes valeurs du rendement la

(1) Ce fait se vérifie aisément par l'expérience. Un four de 7 cm de diamètre, qui donnait à vide une longueur d'onde $\lambda = 2\,000$ m, nous a donné après introduction d'un cylindre de laiton ou de mercure de 6 cm de diamètre une longueur d'onde de 1 400 m.

(2) C'est bien ce que fournit l'expérience. (Voir plus loin.)

résistance totale $(R + R')$ du four n'intervient pas dans le calcul de la pulsation ω laquelle est donnée par :

$$\omega^2 = \frac{1}{C(L - Mn)}.$$

Le coefficient d'amortissement a qui figure dans l'expression :

$$I = I_0 \, e^{-at} \sin \omega t$$

a pour valeur :

$$a = \frac{R + n^2 r}{2(L - Mn)} = \frac{(R + n^2 r) C\omega^2}{2}$$

il augmente avec le couplage des circuits et avec le rendement. Dans le premier exemple choisi ci-dessus (chauffage du mercure) sa valeur 5.10^4 reste faible vis à vis de ω et l'on est en droit de le négliger, comme nous l'avons fait plus haut (¹).

III. Étude des facteurs qui influent sur le rendement du four à haute fréquence. — Nous avons trouvé pour la valeur du rendement, dans le cas d'une installation à étincelle, l'expression suivante :

$$\text{Rendement} = \frac{R + n^2 r}{n^2 r},$$

r désignant la résistance du cylindre conducteur placé dans le four, n le nombre de tours de l'enroulement et R la résistance du circuit de décharge (résistance de l'étincelle et résistance ohmique du conducteur).

La discussion complète de cette expression présente quelques difficultés : la résistance de l'étincelle est une fonction mal connue de la capacité et de la self inductance, la résistance ohmique du circuit de décharge, ainsi que r, sont également fonctions de la fréquence (²).

(¹) Le calcul montre que, dans le cas d'un coefficient d'amortissement a, l'expression (1 donnée pour i devient :

$$i = MI_0 \frac{\sqrt{[l\omega^2 + a(la - r)]^2 - r^2\omega^2}}{(la - r)^2 + l^2\omega^2} e^{-at} \cos(\omega t - \psi)$$

avec

$$\text{tg}\,\psi = \frac{l\omega^2 + a(la - r)}{r\omega}.$$

Etant donnée la faible valeur de a, étant donné également que r est négligeable vis à vis de $l\omega$ l'expression de l'énergie recueillie s'écrit encore

$$W = \int ri^2 \, dt = \int n^2 r I_0^2 \, e^{-2at} \sin^2 \omega t \, dt = n^2 r I^2_{eff}.$$

(²) Nous avons indiqué ailleurs (*loc. cit.*) comment on peut entreprendre une étude expérimentale du rendement. La quantité de chaleur recueillie est mesurée par une méthode calorimétrique; une étude systématique entreprise par cette méthode nous a montré en particulier l'existence, pour chaque substance d'une capacité fournissant un rendement maximum.

Un simple examen de cette expression montre toutefois que le rendement augmente avec r : il est d'autant plus élevé, toutes choses égales, que la résistance R du circuit de décharge est plus faible.

a) *Influence du facteur r.* — Le rendement, pour un cylindre de métal très conducteur, croît, on le voit, proportionnellement à la racine carrée de la résistivité du métal, dans un même four il croît en outre à peu près *proportionnellement au diamètre du cylindre* [1].

La théorie ci-dessus permet en outre de prévoir que toute cause qui augmentera r, accroîtra le rendement. En particulier si l'on ménage dans le cylindre conducteur des fentes radiales, pratiquées sur toute la hauteur du cylindre, de façon à accroître le trajet des lignes de courant, on doit augmenter le rendement. L'expérience nous a confirmé ce fait : il est possible par ce procédé de multiplier par 3 la valeur du rendement fourni par un cylindre de laiton.

Influence de l'état de division de la substance chauffée. — Au point de vue pratique, en particulier pour la fusion des métaux et alliages, il semble en outre intéressant de rechercher l'influence de l'état de division de la substance à chauffer. Nous supposerons qu'au lieu d'utiliser un cylindre plein de diamètre D on dispose côte à côte des cylindres isolés de diamètre d, de façon à réaliser le même volume. Nous supposerons en outre que, dans chacun de ces cylindres, l'épaisseur de la couche d'effet skin est négligeable; nous négligerons également l'induction de chacun des cylindres sur les cylindres voisins. Dans ces conditions le calcul montre aisément *que le fait de diviser la substance accroît notablement le rendement; il existe en outre un diamètre d optimum pour lequel le rendement est maximum.* Ce diamètre optimum correspond au cas où, dans chacun des cylindres, la résistance r est égale à la réactance $l\omega$; sa valeur théorique a pour expression :

$$d = \sqrt{\frac{2\rho}{\pi\omega}}.$$

Ce diamètre optimum est, on le voit, d'autant plus faible que le métal est plus conducteur et la fréquence plus élevée. — Dans le cas du cuivre et pour des fréquences de 50 000 ce diamètre est de l'ordre de 0,6 mm, pour le plomb de l'ordre de 2 mm.

Le calcul montre aussi que, pour les métaux, l'énergie maximum recueillie dans la substance ainsi divisée est notablement supérieure à celle que recueillerait un cylindre plein de même volume. Cette énergie maximum

[1] C'est bien ce que nous a donné l'expérience (*loc. cit.*).

doit être sensiblement la même pour des substances différentes à condition de choisir, pour chacune d'elles, le diamètre optimum.

Il est bien entendu que, étant données les approximations faites au début, les résultats donnés ci-dessus fournissent seulement le sens et l'ordre de grandeur des phénomènes. Des expériences de mesure, non encore achevées, confirment d'ailleurs ces conséquences de la théorie, en particulier l'existence pour chaque métal, d'un diamètre fournissant un rendement maximum.

b) *Résistance des éclateurs pour fours à induction de haute fréquence.* — L'expression du rendement montre le très grand intérêt qu'il y a à diminuer autant que possible la résistance du circuit de décharge. Les conducteurs seront constitués par de larges bandes de cuivre, l'enroulement du four sera fait de tube de cuivre refroidi par une circulation d'eau. En pratique d'ailleurs il est facile de se rendre compte que la résistance de l'enroulement du four est, dans le cas général, faible par rapport à celle de l'étincelle. Ce fait suffit à montrer l'importance de l'éclateur dans une installation à haute fréquence à étincelle, et je voudrais insister sur tout l'intérêt que présente une étude systématique de la résistance des éclateurs.

Dès le début de mes études sur le four à induction à haute fréquence, en janvier 1920, j'ai été amené à utiliser des éclateurs tournants avec refroidissement à eau. La puissance disponible dans l'installation, actuellement de 15 kilowatts, sera portée très prochainement à 25 kilowatts; les intensités de haute fréquence réalisables pour l'instant dépassent 150 ampères [1].

J'ai eu l'occasion d'insister sur le fait suivant qui m'a été donné par de nombreuses mesures. Si, dans un même four, la capacité C du circuit de décharge restant la même, on dispose un corps conducteur et si l'on introduit dans le four des puissances différentes (*en changeant la tension V aux bornes de la capacité*) l'expérience montre que l'énergie recueillie dans la substance est très sensiblement proportionnelle à l'énergie dépensée [2]. Autrement dit le rendement d'un bon éclateur tournant doit être, dans de larges limites, indépendant de l'intensité qui le traverse.

[1] La puissance de cette installation a pu être accrue grâce à deux subventions accordées par le Comité Directeur de la Fondation Edmond de Rothschild que je suis heureux de pouvoir remercier ici.

[2] G. Ribaud. *Communication à la Société française de Physique* (22 février 1922) et *Bull. Dir. Inventions*, t. 29 (1922), p. 182. J'ai fait remarquer que ce résultat tenait au fait que, dans les équations différentielles (5) et (6), on suppose les coefficients constants. Si l'on multiplie V par un coefficient a, les valeurs instantanées de I et i se trouvent également multipliées par a, et les énergies dans les deux circuits, ainsi que l'énergie totale, doivent se trouver multipliées par a^2.

Ceci n'est valable bien entendu que si l'éclateur fournit une étincelle pure sans superposition de régime d'arc. Un éclateur fonctionnant de façon défectueuse (soufflage insuffisant, élévation de température des électrodes, mauvaise réalisation de la résonance), ne remplit évidemment pas ces conditions.

Nous voudrions préciser ce que doivent être les intensités dans un circuit de four à haute fréquence alimenté par une installation à étincelle.

En l'absence de substance à l'intérieur de l'enroulement du four (four fonctionnant à vide), l'énergie rayonnée à l'extérieur étant négligeable, toute l'énergie W fournie par le transformateur doit finalement se retrouver sous forme d'effet Joule dans le circuit de décharge. Si R est la résistance du circuit (résistance de l'étincelle et résistance métallique des conducteurs) l'intensité efficace I, mesurée avec un ampèremètre haute fréquence, est donnée par la relation $W = RI^2$, relation qui, en passant, permet de faire une étude de la résistance approchée des diverses parties du circuit, en fonction de la capacité et de la self-inductance [1].

L'expérience nous a montré qu'à vide, la capacité et la self-inductance restant les mêmes, W *est proportionnelle au carré de l'intensité efficace*, autrement dit *la résistance du circuit de décharge est pratiquement indépendante de l'intensité* [2].

On trouvera ci-dessous les nombres relatifs à un four de diamètre 20 cm (self 2.10^5 cgs, fréquence 50 000).

PUISSANCE W EN KILOWATTS	INTENSITÉ I EN AMPÈRES	RAPPORT $\frac{W}{I^2}$ EN OHMS
1,65	30	1,83
3,75	46	1,78
5,4	54	1,86
6,9	57,5	2,1

La résistance du circuit de décharge est, on le voit, sensiblement

(1) La méthode qui nous a donné les meilleurs résultats consiste à mesurer d'abord l'intensité efficace et la puissance dans le circuit comprenant l'étincelle et le four vide, on ajoute ensuite dans le circuit une résistance ohmique, sans self-inductance, égale à celle du four, constituée par un conducteur rectiligne de même section et de même longueur que l'enroulement du four. La période des oscillations n'est pas modifiée de façon sensible. Les nouvelles mesures de l'intensité efficace et de la puissance, combinées avec les premières, permettent aisément de calculer la résistance de l'étincelle et celle du four.

(2) Cette résistance dépend en revanche de la capacité et de la self-inductance du circuit.

constante. (Résistance de l'étincelle : 1,5 ohm, résistance des conducteurs 0,3 ohm.)

Si l'on mesure en outre l'intensité dans une spire métallique placée à l'intérieur du four, l'expérience montre également que le carré de cette intensité est proportionnel à l'énergie dépensée dans le circuit de décharge.

Si l'on place enfin une substance conductrice à l'intérieur de l'enroulement du four, l'amortissement et la fréquence des oscillations sont augmentés. une partie de l'énergie disponible se retrouve finalement sous forme de chaleur dans la substance, l'autre est dépensée en effet Joule dans le circuit de décharge. L'intensité dans le circuit est naturellement plus faible qu'à vide, et d'autant plus faible que l'énergie cédée à la substance est plus grande.

L'expérience nous a montré encore que (toutes choses restant égales), *le carré de l'intensité efficace dans le circuit de décharge est proportionnel à l'énergie électrique dépensée, proportionnel aussi à l'énergie calorifique recueillie dans la substance.*

On trouvera ci-dessous les nombres obtenus avec deux fours de dimensions différentes. Le four I de diamètre 7 cm, contenait à son intérieur un creuset de charbon de 6 cm de diamètre.

	PUISSANCE W EN KILOWATTS	INTENSITÉ I EN AMPÈRES	RAPPORTS $\frac{W}{I^2}$ EN OHMS
Four I	1,2	25	1,92
	2,7	38,5	1,82
	4,8	51	1,85
	7,5	64	1,82
Four II	2,0	28	2,50
	4,5	43,2	2,43
	6,0	53	2,22
	8,1	59	2,32
	12,3	74,5	2,22

Le courant dans le four était, à vide, de 50 ampères haute fréquence, pour une puissance de 1,2 kw. (Résistance du circuit de décharge 0.5 ohm environ ; résistance de l'étincelle : 0,45 ohm ; résistance du conducteur 0,05 ohm). Le rendement, mesuré par une méthode calorimétrique directe, était d'environ 0,65.

Le four II, de plus grandes dimensions (20 cm de diamètre), contenait à son intérieur un creuset de graphite de 10 cm de diamètre,

Si l'on se reporte à la théorie donnée plus haut les nombres de la dernière colonne représentent la résistance totale de l'installation : résistance totale du circuit de décharge augmentée de la résistance apparente de la substance placée dans le four.

Pour le four I, la résistance du circuit de décharge étant égale à 0,5 ohm, la résistance apparente de la substance est d'environ 1,3 ohm et l'expression du rendement nous fournit une valeur $\frac{1.3}{1.8} = 0,7$, en bon accord avec la mesure directe.

Les rendements comparés de divers éclateurs peuvent s'étudier, on le voit, par des mesures d'intensités dans le circuit de décharge ; toutes choses égales (capacité, dimensions du four et de la substance), le rendement d'un éclateur sera d'autant meilleur que le rapport $\frac{W}{I^2}$ aura une valeur plus faible, La mesure, faite à vide, pourra d'ailleurs donner des résultats intéressants sur les résistances comparées de ces éclateurs.

Remarquons toutefois que cette étude comparée se fera de façon beaucoup plus précise en mesurant au calorimètre la quantité de chaleur dégagée dans la substance placée à l'intérieur du four,

Conclusions. — En résumé nous avons montré que, dans le cas du chauffage des corps très conducteurs (métaux et alliages solides ou fondus), qu'il s'agisse d'un four alimenté par un alternateur à haute fréquence ou par une installation à étincelle, la substance placée à l'intérieur de l'enroulement du four se comporte comme une résistance supplémentaire égale à la résistance effective de la substance pour les courants de haute fréquence utilisés multipliée par le carré du nombre de tours de l'enroulement. *L'énergie recueillie dans cette substance est*, toutes choses égales, *proportionnelle au carré de l'intensité efficace, proportionnelle au diamètre occupé par la substance dans le four, proportionnelle aux racines carrées de la résistivité et de la fréquence.*

Le calcul montre en outre qu'un accroissement de la résistance de la substance accroît le rendement et qu'en particulier *il existe pour chaque substance un état de division fournissant un rendement maximum*,

Nous avons développé également l'étude de la décharge dans le circuit d'une installation à étincelle et montré que l'on pouvait calculer le rendement d'une telle installation ; *ce rendement augmente en particulier lors-*

qu'on diminue la résistance du circuit de décharge. Dans cet ordre d'idées nous avons insisté sur l'intérêt que présente l'étude du rendement des éclateurs et montré comment on pouvait interpréter les mesures d'intensités de haute fréquence effectuées dans le circuit de décharge.

Dans le cas de substances peu conductrices, sans développer les calculs, nous avons montré que *le rendement du four doit passer par un maximum pour une résistivité qui dépend de la fréquence,* nous avons également donné les courbes représentant la quantité de chaleur recueillie dans la substance en fonction des divers facteurs susceptibles d'intervenir.

Manuscrit reçu le 20 avril 1923.

LES DEPLACEMENTS VERS LE ROUGE DES RAIES DE FRAUNHOFER ET LA THÉORIE D'EINSTEIN [1]

par F. CROZE.

I. — Comment se pose le problème des déplacements des raies de Fraunhofer?

1. Les caractères de l'effet Einstein. — En 1911, Einstein [2] a déduit des principes de sa théorie que les raies du spectre solaire doivent être déplacées vers le rouge par rapport aux radiations correspondantes des sources lumineuses terrestres. La grandeur de ce déplacement, qui dépend uniquement de la masse du soleil et de la distance de son centre à l'atome qui absorbe ou émet la lumière, est régie par des lois particulièrement simples : elle doit être indépendante de la nature chimique du corps auquel appartiennent les raies, indépendante de l'intensité de ces raies, proportionnelle à leur longueur d'onde. L'accroissement $\Delta\lambda$ de la longueur d'onde λ de chaque raie est donné par la formule

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2{,}1 . 10^{-6}$$

qui, pour une raie de longueur d'onde 5 000 Å, donne un accroissement $\Delta\lambda = 0.0105$ Å. Comme d'ailleurs l'épaisseur totale de l'atmosphère solaire est très petite par rapport à sa distance au centre du soleil, il ne doit y avoir aucune différence appréciable entre les déplacements par effet Einstein des raies de Fraunhofer produites dans des couches différentes de l'atmosphère solaire.

Ces déplacement sont extrêmement petits. Ils sont néanmoins parfaitement mesurables ; les instruments dont se servent aujourd'hui les spectroscopistes : appareils interférentiels, appareils à réseaux ou à prismes, permettent de déceler des variations de longueur d'onde d'au moins 0.002. Il semble donc qu'il soit assez facile de vérifier si les raies solaires sont déplacées vers le rouge comme le veut la théorie d'Einstein, étant donné que les observations sur le spectre solaire peuvent être répétées aussi souvent que l'on veut. Si cependant on consulte les nombreux ouvrages consacrés à la théorie d'Einstein, on trouve les renseignements les plus contradictoires. D'après certains de ces ouvrages, de

(1) Conférence faite à la séance de la Société de Physique du 18 février 1923.

(2) A. Einstein. *Ann. der Physik.*, (4) t. **35** (1911), p. 305.

toutes les conséquences de la théorie d'Einstein, c'est le déplacement des raies solaires qui serait le mieux vérifié; mais il en est d'autres, où se trouve énoncée une opinion exactement contraire. La discussion qui suit a pour objet de mettre au point les résultats obtenus jusqu'ici sur cette importante question.

2. Les précautions nécessaires dans l'étude des déplacements des raies solaires. — Au moment où parut le mémoire d'Einstein, on savait depuis longtemps que les raies du spectre solaire n'ont pas exactement la même longueur d'onde que les raies correspondantes des spectres des sources lumineuses terrestres. Dès 1896, Jewell (1) avait montré que, même dans les régions calmes de l'atmosphère solaire, les raies de Fraunhofer apparaissent en général légèrement déplacées vers le rouge par rapport aux raies correspondantes des spectres obtenus dans l'arc électrique, quand on a éliminé les déplacements par effet Doppler-Fizeau engendrés par la rotation du Soleil et par les mouvements de la Terre. Jewell avait trouvé en effet, au terme d'une vaste enquête, que les déplacements d'une même raie restent les mêmes quand on les mesure sur des plaques photographiques obtenues en des jours différents, que les déplacements des diverses raies varient avec leur intensité et avec le poids atomique de l'élément auquel elles appartiennent.

Les observations de Jewell n'étaient malheureusement pas faites dans des conditions assez bien définies pour permettre d'établir d'une façon définitive les caractères des déplacements des raies de Fraunhofer. Les recherches de Fabry et Buisson (2) ont montré que certaines raies n'ont pas dans le spectre de l'arc électrique une longueur d'onde stable : ce sont celles, qui, fines et symétriques dans le spectre de l'arc à basse pression, s'élargissent dissymétriquement vers le rouge ou vers le violet quand on augmente la pression dans l'enceinte où l'on fait éclater l'arc électrique. Les recherches de Royds (3) et de Saint-John et Babcock (4) montrèrent que la longueur d'onde qu'on obtient pour ces raies, dans le spectre de l'arc ordinaire, n'est pas la même suivant que la lumière analysée dans le spectrographe vient de la région centrale de l'arc ou d'une région voisine de l'un des pôles. Mais ce qui est encore plus grave, la longueur d'onde de ces raies, même quand elles sont émises par le centre

(1) Jewell. *Astrophys. Journ.*, t. **8** (1896), p. 83.

(2) Fabry et Buisson. *C. R.*, t. **148** (1909), p. 688. *Journ. de Phys.* (4) t. **9** (1910), p. 298.

(3) T. Royds. *Kodaïkanal Obs. Bull.*, n° **40**, 1914.

(4) Ch. Saint-John and H. Babcock. *Astrophys. Journ.*, t. **42** (1915), p. 231; t. **46** (1917), p. 138.

de l'arc, ne reste pas la même quand la distance des deux pôles ou quand l'intensité et la tension du courant électrique viennent à varier. Ces variations, dont l'ensemble constitue ce qu'on appelle l'*effet de pôle*, sont du même ordre de grandeur que les déplacements des raies solaires. Voici d'ailleurs ce qu'ont observé Saint-John et Babcock sur celles des raies du fer qui s'élargissent dissymétriquement vers le rouge (groupe d) ou vers le violet (groupe e).

Tableau I. — *Effet de pôle des raies du fer.*

Groupe et moyenne	Pôle négatif — centre de l'arc (6 mm longueur, 6 ampères, 110 volts).	Pôle négatif — centre de l'arc (6 mm longueur, 6 ampères, 220 volts).	Centre de l'arc (6 mm longueur). Centre de l'arc (12 mm, 5 ampères).	Centre de l'arc — (6 mm, 12 ampères). Centre de l'arc (6 mm, 4 ampères).
d (5 300) Å	0,018 Å	0,012	0,003	0,007
e (5 350) Å	— 0,025 Å	— 0,007	— 0,007	— 0,012

Il est clair que ces raies doivent être impitoyablement écartées de toute étude comparée des longueurs d'onde terrestres et solaires, à moins qu'on n'ait trouvé le moyen de les purger de tout effet de pôle. C'est ce qu'on peut faire, dans le cas des raies du fer, en prenant comme source lumineuse l'arc dans le vide, ainsi que l'ont reconnu Fabry et Buisson, ou bien, si l'on veut employer l'arc à la pression ordinaire, en utilisant seulement la région centrale d'un arc à électrodes de fer, long d'au moins 12 mm et alimenté par un courant de 5 ampères au plus.

Mais pour obtenir une valeur exacte de la différence entre la longueur d'onde d'une raie solaire et celle de la raie correspondante de l'arc électrique, il ne suffit pas que celle-ci ait une longueur d'onde bien définie, indépendante des conditions de fonctionnement de l'arc. La différence à mesurer est si petite que les plus grandes précautions sont nécessaires pour éviter les diverses causes d'erreurs qui peuvent intervenir dans les mesures et en fausser les résultats.

Pour faire la comparaison des deux spectres, on se contente souvent d'encadrer la pose sur l'un de ces spectres entre deux poses sur le spectre de comparaison. L'expérience a montré que, dans ces conditions, les positions, relatives des raies qui se correspondent dans les deux spectres ne restent pas constantes d'une observation à une autre, même si le spectrographe paraît établi d'une façon très stable, dans une salle à température constante. Pour que ces positions relatives restent constantes, il faut

que les poses sur les deux spectres soient rigoureusement simultanées, qu'elles commencent et qu'elles finissent en même temps.

Les erreurs accidentelles dues aux déplacements relatifs des différentes parties du spectrographe ne sont d'ailleurs pas les seules qui soient à éviter. Quand on a à étudier des spectres aussi riches en raies que les spectres de Fraunhofer et du fer, il arrive souvent que des raies soient très voisines d'autres raies. Deux effets opposés peuvent fausser l'estimation de la position des centres de telles raies : d'une part, les maxima des courbes d'intensité de deux raies voisines se rapprochent l'un de l'autre par suite de la superposition partielle des intensités ; d'autre part, l'inégalité dans le contraste entre l'intensité de chaque raie et celle du fond continu situé sur ses deux côtés peut conduire à une surestimation de la distance. Le minimum de la distance qui doit exister entre deux raies pour qu'on puisse fixer leur position sans erreur systématique, dépend naturellement du pouvoir séparateur et de la dispersion linéaire du spectrographe employé : il est indispensable de le déterminer par des essais préliminaires.

Ce n'est pas tout. Pour obtenir la longueur d'onde normale des raies du spectre d'une région donnée du soleil, il faut s'assurer que le spectre de cette région n'est pas momentanément troublé du fait de la présence d'une tache, d'une plage faculaire ou d'un filament ; il faut de plus éliminer rigoureusement l'effet Doppler-Fizeau dû à la rotation du soleil. Pour ces deux raisons, il est nécessaire que l'image du soleil projetée sur la fente du spectrographe ait un diamètre assez grand.

II. — L'effet Einstein est-il la seule cause des déplacements ?

3. Les recherches de Fabry et Buisson et d'Evershed sur le spectre du fer. — Les premières observations satisfaisant aux conditions d'une comparaison correcte entre les longueurs d'onde des raies solaires et terrestres ont été faites par Fabry et Buisson, et puis par l'astronome Evershed de l'Observatoire de Kodaïkanal [1]. Les unes et les autres se rapportent à des raies du fer, dont certaines sont exemptes d'effet de pôle. Dès 1914, l'astronome Freundlich [2], de l'Observatoire de Babelsberg, près de Berlin, fit remarquer qu'elles pouvaient être interprétées comme une vérification de la théorie d'Einstein. C'est en effet ce qui paraît résulter de la comparaison des valeurs des déplacements calculées d'après la théorie d'Einstein avec les valeurs résultant des mesures.

(1) J. Evershed. *Kodaïkanal Obs. Bull.* N° **36** (1913).
(2) E. Freundlich. *Phys. Zeits.*, t. **15** (1914), p. 369.

TABLEAU II

OBSERVATIONS DE FABRY ET BUISSON			OBSERVATIONS D'EVERSHED		
Raies mesurées	Δλ observés	Δλ calculés	Raies mesurées	Δλ observés	Δλ calculés
22 raies (4 000 — 4 500 Å)	0,0062 Å	0,0085 Å	λ moyen 4 040	0,0078 Å	0,0081 Å
10 raies (5 100 — 5 500 Å)	0,0103 Å	0,0106 Å	λ moyen 4 500	0,0071 Å	0,0030 Å
			λ moyen 5 170	0,0093 Å	0,0103 Å

La concordance est assez satisfaisante. Mais, comme le faisait observer Freundlich, le nombre des raies mesurées est trop petit pour permettre de reconnaître sûrement si les caractères des déplacements des raies de Fraunhofer sont bien conformes aux exigences de la théorie d'Einstein. Il pourrait se faire en effet que la concordance obtenue soit due uniquement au choix fortuit des raies mesurées. Si d'ailleurs on compare les résultats des observations de Fabry et Buisson avec ceux qu'a obtenus Saint-John pour des raies du fer, exemptes aussi de l'effet de pôle et appartenant aux mêmes régions spectrales, on trouve qu'ils ne concordent pas. Voici en effet les résultats de Saint-John (1).

TABLEAU III

RAIES MESURÉES	Δλ
33 raies (4 000 — 4 500 Å)	0,035 Å
14 raies (5 100 — 5 500 Å)	0,056 Å

Sans doute, il apparaît bien que tous ces déplacements croissent avec la longueur d'onde, comme le veut la théorie d'Einstein. On ne peut pas dire que cette apparence ne tienne pas au choix des raies mesurées. Saint-John a trouvé en effet que le déplacement moyen de 27 raies du fer, de longueur moyenne 6 300 Å, est de 0,004 Å seulement,

4. **Les recherches d'Evershed et Royds et de Saint-John.** — Pour voir si les déplacements des raies du fer varient avec la longueur d'onde des raies et sont indépendants de leur intensité, il est nécessaire de comparer

(1) Ch. Saint-John et L.-W. Ware. *Astrophys. Journ.*, t. **44** (1916), p. 15; Ch. Saint-John. *Astrophys. Journ.*, t. **46** (1917), p. 249.

les résultats obtenus sur un grand nombre de raies, distribuées sur toute l'étendue du spectre visible et sur toute l'échelle des intensités. C'est ce qu'ont fait d'une part Evershed et Royds [1], et d'autre part Saint-John, avec des appareils dont la dispersion linéaire allait de 1,3 mm à 2,78 mm par Å. Evershed et Royds ont mesuré 134 raies exemptes d'effet de pôle, dans la région du spectre du fer comprise entre 3680 Å et 5455 Å : quant aux mesures de Saint-John, qui ont été exécutées dans des conditions aussi parfaites que possible, étant donné que le spectrographe, installé verticalement dans un puits, était maintenu à une température constante, que l'image du Soleil reçue sur la fente du spectrographe avait 18 cm de diamètre, que les poses sur les deux spectres à comparer étaient rigoureusement simultanées, elles ont porté sur 300 raies environ, toutes exemptes de l'effet de pôle, et répandues dans toute l'étendue du spectre visible.

Or, voici le tableau qui résume l'ensemble des résultats obtenus par Evershed et Royds pour ce qui concerne la variation de la grandeur des déplacements des raies solaires avec la longueur d'onde [2].

Tableau VI. — *Variation des déplacements avec la longueur d'onde.*

Région spectrale	3700 — 3950 Å	3950 — 4200 Å	4200 — 4700 Å	4700 — 5450 Å
$\lambda_{soleil} - \lambda_{arc}$	0,0074 Å	0,0046 Å	0,0063 Å	0,0078 Å
Intensité moyenne ...	10	6	5	4
Nombre de raies	34	37	37	26

Il n'apparaît pas du tout que les déplacements croissent proportionnellement à la longueur d'onde, comme le voudrait la théorie d'Einstein.

Les observations d'Evershed et Royds s'accordent d'ailleurs avec celles de Saint-John [3] pour montrer que la grandeur des déplacements des raies du fer varie avec l'intensité de ces raies. Voici le tableau qui résume l'ensemble de leurs observations.

(1) J. Evershed. *Kodaïkanal Obs. Bull.*, n° 36 (1913); T. Royds. *Kodaïkanal Obs. Bull.* n° 38 (1914); J. Evershed et T. Royds. *Ibid.*, n° 39 (1914).

(2) Les tableaux qui se rapportent aux observations d'Evershed et Royds ont été tirés des listes de nombres publiés par ces astronomes ; ceux qui se rapportent aux mesures de Saint-John ont été établis par Saint-John lui-même, le détail des observations de Saint-John n'étant pas encore publié.

(3) Ch. Saint-John. *Astrophys. Journ.*, t. 41 (1915), p. 238.

TABLEAU V. — *Variation des déplacements avec l'intensité.*

INTENSITÉ	2	3	4	5	6	7-9	10-15
$\lambda_{\odot} - \lambda_{arc}$(Evershed-Royds)	0,0046 Å	0,0034	0,0058	0,0044	0,0087	0,0101	0,0109
Nombre de raies	7	26	27	22	12	19	11
$\lambda_{\odot} - \lambda_{arc}$ (St-John)	0,0047 Å	0,0038	0,0030	0,0020	0,0042	0,0079	0,0110
Nombre de raies.........	9	22	29	16	13	15	3

Si l'on remarque que la valeur obtenue par Evershed et Royds pour la moyenne des déplacements des raies d'intensité 4 se trouve relevée accidentellement du fait des valeurs individuelles anormalement grandes (0,016 et 0,019 Å) des déplacements de deux raies, on voit que les deux séries d'observations s'accordent pour montrer que les déplacements décroissent d'abord quand l'intensité augmente à partir des valeurs les plus faibles, qu'ils passent par un minimum pour une certaine valeur de l'intensité et qu'ils croissent ensuite quand l'intensité augmente davantage.

On ne saurait donc considérer comme une vérification de la théorie d'Einstein l'accord qui peut se rencontrer entre la grandeur du déplacement d'une raie ou d'un groupe de raies solaires et la grandeur de l'effet Einstein.

5. **Les recherches sur les déplacements des raies de Fraunhofer du centre au bord du disque solaire.** — Si même les déplacements que nous venons de considérer s'accordaient mieux avec les lois de l'effet Einstein, on ne pourrait pas encore conclure que cet effet soit le seul facteur du déplacement des raies solaires. Ces déplacements ont été mesurés en comparant au spectre de l'arc électrique le spectre de la portion centrale du disque solaire. Or les longueurs d'onde des raies du spectre solaire, corrigées bien entendu de l'effet Doppler engendré par la rotation du Soleil, varient avec la région du disque solaire dont on reçoit la lumière dans le spectrographe. Ce fait, signalé par l'astronome Halm [1] en 1907, a été confirmé, en 1909, par Fabry et Buisson [2].

En comparant la position et la largeur de 14 raies du fer, voisines

(1) HALM. *Astr. Nachr.*, t. **173** (1907), p. 273.
(2) CH. FABRY et H. BUISSON. *Astrophys., Journ.*, t. **178** (1909), p. 1741.

de 4 400 Å, dans le spectre du bord du disque solaire et dans celui du centre du disque, Fabry et Buisson ont trouvé qu'en passant du centre au bord ces raies s'élargissaient sur leur bord rouge de 0,010 Å environ, la position de leur bord violet restant inchangée, de sorte que leur centre se déplaçait sur le rouge de 0,005 Å environ. Adams [1] qui étudia ce phénomème sur plus de 400 raies appartenant à plusieurs éléments, trouva de plus que la grandeur des déplacements n'était pas la même pour les raies des divers éléments, qu'elle variait avec la longueur d'onde et l'intensité des raies. Inappréciables pour les raies plus intenses du magnésium, du sodium, de l'hydrogène et du calcium, qui sont des raies de la haute chromosphère, ces déplacements devenaient de plus en plus grands à mesure que l'on considérait des raies d'intensité plus faible : ils atteignaient leur grandeur maximum pour les raies du fer d'intensité moyenne (5 à 7 dans l'échelle de Rowland) et décroissaient ensuite quand l'intensité devenait de plus en plus inférieure à cette valeur.

Après ces recherches d'Adams, il devenait évident que l'explication des raies solaires ne pouvait se trouver dans le seul effet Einstein. L'examen des déplacements, par rapport aux raies de l'arc électrique, des raies du bord solaire appartenant au spectre du fer, montre d'ailleurs qu'ils ne satisfont pas plus que ceux des raies du centre du disque aux lois de l'effet Einstein. Ils ne sont pas proportionnels à la longueur d'onde, comme le montre le tableau suivant, tiré des mesures d'Adams et d'Evershed et Royds.

Tableau VI. — *Variations des déplacements avec la longueur d'onde.*

Région spectrale	3700 — 3950 Å	3950 — 4200 Å	4200 — 4700 Å	4700 — 5450 Å
$\lambda_{bord \odot} - \lambda_{arc}$	0,0147 Å	0,0114 Å	0,0130 Å	0,0146 Å
Intensité moyenne ...	7	7,6	5,8	4,7
Nombre de raies.....	12	23	30	19

Ils varient avec l'intensité, de la même façon que les déplacements des raies du centre du disque. C'est ce qui résulte des mesures de Saint-John et d'Adams, aussi bien que de celles d'Evershed et Royds, comme le montre le tableau suivant :

(1) W.-S. Adams. *Astrophys. Journ.*, t. **31** (1910), p. 55.

Tableau VII. — *Variations des déplacements avec l'intensité.*

Intensité	2	3	4	5	6	7-9	10-15
$\lambda_{bord \odot} - \lambda_{arc}$ (Evershed-Royds)............	0,0145 Å	0,0080	0,0128	0,0136	0,0146	0,0144	0,0146
Nombre de raies.........	2	13	19	15	12	11	10
$\lambda_{bord \odot} - \lambda_{arc}$ (Saint-John-Adams)..............	0,0113 Å	0,0106	0,0101	0,0108	0,0125	0,0161	0,0151
Nombre de raies	9	22	29	16	13	10	3

Pas plus que les déplacements mesurés au centre du disque solaire, les déplacements mesurés sur le bord du disque ne sauraient être attribués au seul effet Einstein.

III. — L'existence de l'effet Einstein résulte-t-elle des observations ?

6. — Les déplacements des raies du fer. — Il pourrait se faire toutefois que l'effet Einstein contribue pour une part aux déplacements des raies solaires. On pourrait admettre que les déplacements des raies solaires sont dus partiellement aux mouvements des vapeurs solaires et aux différences qui peuvent exister entre les pressions qui règnent dans l'atmosphère solaire et la pression réalisée autour de l'arc électrique. On sait en effet, depuis les recherches de Humphreys et Mohler [1] que les raies des spectres métalliques se déplacent vers le rouge quand on fait éclater l'arc électrique dans des enceintes où l'on établit des pressions de plus en plus élevées. Pour reconnaître si l'effet Einstein joue un rôle dans les déplacements des raies solaires, il importe tout d'abord de déterminer le rôle joué par l'effet de pression, et pour cela de calculer les pressions qui règnent dans les couches atmosphériques où prennent naissance les diverses raies de Fraunhofer.

Pour atteindre ce but Evershed [2] a imaginé une méthode, qui consiste à comparer les déplacements dans le spectre solaire de deux groupes de raies de même longueur d'onde moyenne et dont la sensibilité à l'effet de pression est différente. La différence des déplacements de ces deux groupes de raies ne sera pas infuencée par l'intervention possible de l'effet Einstein. Elle ne le sera pas davantage par l'intervention de l'effet Doppler-Fizeau, pourvu toutefois que les raies considérées soient produites

(1) Humphreys et Mohler. *Astrophys. Journ.*, t. 3 (1896), p. 114.
(2) J. Evershed. *Kodaïkanal Obs. Bull.*, n° 18 (1909).

dans une même couche de l'atmosphère solaire, les vapeurs absorbantes qui leur donnent naissance étant alors vraisemblablement animées des mêmes mouvements. En combinant les données que fournissent les observations du spectre éclaire les photographies monochromatiques du soleil obtenues au moyen du spectrohéliographe, les études des déplacements des raies dans le spectre de la pénombre des taches solaires, Saint-John ([1]) est arrivé à déterminer avec assez de vraisemblance la distribution des raies de Fraunhofer dans les diverses couches de l'atmosphère solaire. Pour chaque élément chimique les raies de même longueur d'onde moyenne correspondent à des couches d'autant plus élevées que leur intensité est plus grande ; à intensité égale, elles apparaissent à des niveaux d'autant plus élevés que leur longueur d'onde est plus courte, si bien que par exemple les raies rouges du fer d'intensité 6 appartiennent à la même couche que les raies violettes d'intensité 4.

Pour appliquer la méthode d'Evershed, on comparera donc les déplacements dans le spectre du soleil de deux groupes de raies du même élément chimique, de même intensité et de même longueur d'onde moyenne. Si ces raies sont exemptes d'effet de pôle et ont par conséquent un effet de pression bien défini, la différence de leurs déplacements dépendra uniquement de la différence entre les pressions qui règnent dans la couche de l'atmosphère qui leur correspond et dans l'arc électrique utilisé pour la comparaison ; elle sera proportionnelle au produit de cette différence par la différence des déplacements que ces raies subissent dans l'arc du fait d'un accroissement de pression égal à une atmosphère.

Evershed et Royds sont les premiers qui aient appliqué cette méthode à la détermination de la pression dans la couche renversante du fer. Leurs résultats sont contenus dans le tableau suivant :

Tableau VIII. — *Déplacements des raies solaires et effet de pression.*

Groupe de pression	*a* et *b*	c_4	
$\Delta\lambda$ par atmosphère.	0,0020	0,0066	Pression à Kodaïhanal : 580 mm.
$\lambda_{centre \odot} - \lambda_{arc}$	0,0068	0,0080	Pression dans la couche du fer { centre : 778 mm.
$\lambda_{bord \odot} - \lambda_{arc}$	0,0125	0,0142	bord : 860 mm.
Intensité moyenne.	6,7	6	
Nombre de raies. . .	63	5	

([1]) Ch. Saint-John. *Astrophys. Journ.*, t. **37** (1913), p. 377 ; t. **38** (1913), p. 157 ; t. **40** (1914), p. 356.

Les mesures de Saint-John montrent également que, pour ce qui concerne le centre du disque, la pression dans la courbe renversante est de l'ordre de 1 atmosphère. Parmi les 33 raies mesurées par Saint-John dans la région spectrale 4 000 à 4 500 Å, 9 appartiennent à un groupe de raies dont la sensibilité à l'effet de pression est seulement les $\frac{2}{3}$ de la sensibilité des 24 autres ; la différence entre les déplacements imposés aux raies de ces deux groupes par un accroissement de pression d'une atmosphère est de 0,0015 Å ; le déplacement moyen des 9 premières dans le spectre du soleil est 0,0034 Å, celui des 24 autres est 0,0036 Å ; ce qui conduit à une valeur de la pression d'environ 710 mm, un peu plus que la pression normale à l'altitude de l'observatoire du mont Wilson.

Ces évaluations, il est vrai, ne sont pas d'accord avec les valeurs notablement plus faibles obtenues par Salet (1) et par Pérot (2). Cela tient à ce que Salet et Pérot ont appliqué la méthode d'Evershed en comparant les déplacements, dans le spectre du soleil, de raies exemptes d'effet de pôle et de raies qui dans l'arc se déplacent par effet de pôle autant que par un accroissement de pression d'une atmosphère. Comme Fabry et Buisson l'avaient fait remarquer en 1909, ces raies n'ont pas un effet de pression nettement défini : elles ne doivent pas être employées pour calculer la pression dans l'atmosphère solaire.

On peut donc considérer comme établi que la pression ne joue qu'un rôle minime dans les déplacements des raies de Fraunhofer au centre et même au bord du disque solaire. Ce n'est donc pas à l'influence de l'effet de pression qu'on peut attribuer les divergences qui ont été relevées entre les déplacements des raies solaires du spectre du fer et les lois de l'effet Einstein. On ne peut pas davantage les attribuer à l'effet Doppler-Fizeau. Sans doute, on peut bien admettre que les déplacements observés au centre du disque sont dus à un mouvement radial centripète des vapeurs solaires. Mais, à moins d'admettre que la terre exerce une action répulsive sur les vapeurs solaires, ce qui est absurde, on ne peut considérer que l'effet Doppler joue un rôle dans les déplacements supplémentaires observés sur le bord du disque. Et, comme pour ces derniers la pression n'intervient encore que dans une très faible proportion, il faudrait que les différences entre les longueurs d'onde des raies de Fraunhofer au bord et au centre du disque solaire présentent les caractères de l'effet Einstein pour qu'un rôle pût être attribué à cet effet dans le déplacement des raies solaires. Or les déplacements

(1) P. Salet, *C. R.*, t. **174** (1922), p. 151.
(2) A. Perot, *C. R.*, t. **174** (1922), p. 933.

bord-centre ne sont pas proportionnels à la longueur d'onde des raies, leur grandeur varie avec l'intensité des raies. C'est ce que montre le tableau suivant :

Tableau IX. — *Variation avec l'intensité des déplacements bord-centre.*

INTENSITÉ	2	3	4	5	6	7	8	10-15
$\lambda_{bord \odot} - \lambda_{centre \odot}$ ..	0,0066	0,0068	0,0071	0,0088	0,0083	0,0088	0,0079	0,0041

Les déplacements des raies du fer, au bord comme au centre du soleil, ne peuvent donc pas s'expliquer par une superposition d'un effet Einstein à un effet Doppler-Fizeau et à un effet de pression.

7. Les déplacements des raies du magnésium. — C'est par une combinaison de ces trois effets que Pérot a cru pouvoir expliquer le déplacement observé par lui sur la raie solaire b_2 du spectre du magnésium. Pérot a trouvé en effet [1] que dans le spectre du centre du disque solaire la longueur d'onde de cette raie est de 0.033 Å plus grande que dans celui de l'arc ordinaire, de 0,027 Å plus grande que dans celui du bord du disque. Attribuant à un effet Doppler-Fizeau engendré par un mouvement radial centripète des vapeurs solaires du magnésium, l'excès de la longueur d'onde au centre sur la longueur d'onde au bord du disque, Pérot ne laissait plus au compte de l'effet de pression et de l'effet Einstein que 0,006 Å. Or, en comparant les longueurs d'onde solaires et terrestres des raies b_1 et b_2 du magnésium, Pérot trouva que la pression dans la couche renversante du magnésium, devait être nulle. Pour que les longueurs d'onde solaire et terrestre de la raie b_2 fussent comparées dans les mêmes conditions de pression, il fallait donc ajouter aux 0,006 Å obtenus le déplacement vers le rouge subi par la raie de l'arc ordinaire, en passant de la pression nulle à la pression atmosphérique. Pérot trouva que ce déplacement était de 0,007 Å. Le déplacement total de la raie b_2 se trouvant ainsi égal à 0,013 Å, alors que la valeur théorique d'Einstein est 0,011 Å, Pérot conclut que la théorie d'Einstein était vérifiée par ses mesures.

Les raies b_1 et b_2 sont malheureusement sensibles à l'effet de pôle. Royds a trouvé en effet que, du pôle négatif au centre d'un arc de 12 mm de longueur, la longueur d'onde de la raie b_1 variait de 0,012 Å, celle de la raie b_2 de 0,013 Å [2]. Comme les clichés utilisés par Pérot pour la comparaison des

[1] A. Perot. *C. R.*, t. **172** (1921), p. 578.
[2] T. Royds. *Kodaïkanal Obs. Bull.* n° **40** (1914).

longueurs d'onde solaires et terrestres des raies b ont été pris en 1911 [1], à une époque où l'effet de pôle était peu connu, il n'est pas sûr que les mesures de Pérot n'en soient pas affectées. Ces mesures sont d'ailleurs en désaccord avec celles de Humphreys [2] sur la grandeur des déplacements que subissent les raies b pour un accroissement de pression d'une atmosphère, avec celles de Saint-John [3] sur la grandeur des déplacements des mêmes raies dans le spectre du centre du soleil, avec celles d'Adams, de Joy et de Saint-John [4] sur le déplacement du centre au bord du disque solaire. C'est ce que montre le tableau suivant :

Tableau X. — *Déplacements des raies du magnésium.*

Raie		b_1 ; $\lambda = 5183$ Å	b_2 ; $\lambda = 5172$ Å
$\Delta\lambda$ par atmosphère .	Humphreys.........	0,0059 Å	0,0078
	Pérot..............	0,0109	0,007
$\lambda_{centre \odot} - \lambda_{arc}$	Saint-John..........	0,001	0,003
	Pérot..............		0,033
$\lambda_{bord \odot} - \lambda_{centre \odot}$ ...	Adams.............	0,001	0,001
	Pérot..............		0,027

Jusqu'à plus ample informé il ne semble donc pas que les mesures de Pérot aient apporté une preuve certaine de l'intervention de l'effet Einstein dans les déplacements des raies solaires du magnésium. Les mesures effectuées sur une seule raie ne permettraient d'ailleurs pas de reconnaître si le déplacement mesuré est régi par les lois de l'effet Einstein.

8. Les recherches de Schwarzschild et de Saint-John sur les raies du cyanogène. — Aux conclusions que nous avons tirées des mesures de Saint-John et d'Evershed et Royds, on pourrait objecter qu'il n'est pas sûr que l'effet de pression et l'effet Doppler-Fizeau aient été rigoureusement éliminés. Pour appliquer la méthode d'Evershed d'une façon parfaitement correcte, il faudrait n'utiliser que des raies de même intensité et de longueurs d'onde

(1) A. Perot et Mlle Lindstedt. *C. R.*, t. **152** (1911), p. 1367.
(2) Humphreys. *Astrophys. Journ.*, t. 6 (1897), p. 169.
(3) Ch. St John. *The Observatory*, t. **43** (1920), p. 158.
(4) *Annual Report Mount Wilson Observatory* (1921).

très voisines. Comme d'ailleurs les déplacements observés sur les raies individuelles varient souvent de plus de 0,010 Å d'une raie à une autre raie de même intensité, il est nécessaire de comparer les déplacements de groupes de raies assez nombreuses pour que ces fluctuations des déplacements se trouvent éliminées. Le nombre des raies mesurées dans chaque région du spectre est malheureusement trop petit pour qu'on n'ait pas été obligé de grouper ensemble des raies dont les longueurs d'onde sont éloignées de plusieurs centaines d'angströms.

C'est pourquoi il n'est pas inutile de chercher à contrôler les résultats fournis par l'étude des raies métalliques en étudiant les déplacements des raies en lesquelles se résolvent les bandes violettes de cyanogène. Ces raies qui sont exemptes d'effet de pôle, sont insensibles à l'effet de pression; celui-ci n'aura donc aucune influeuce perturbatrice sur leur position dans le spectre du soleil. Du centre au bord du soleil, leur longueur d'onde augmente seulement de 0,002 Å, d'après les mesures d'Adams; l'effet Doppler-Fizeau, auquel on peut imputer ce déplacement, reste donc beaucoup plus petit que l'effet Einstein et impuissant à le masquer même au centre du disque. Ces raies se prêtent donc aussi bien que possible à la recherche de l'effet Einstein pourvu toutefois que l'on utilise seulement celles qui sont simples, bien séparées de leurs voisines, et qui, dans le spectre solaire, ne se trouvent pas superposées à des raies métalliques soumises à d'autres causes de déplacements.

Le premier travail important sur les déplacements des raies du cyanogène fut celui de Schwarzchild (1), qui mesura les déplacements de 33 raies au centre du soleil et à des distances du centre allant jusqu'à 0,97 de la grandeur du rayon du disque. Les résultats de ses mesures sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau XI. — *Déplacement des raies du cyanogène* (Schwarzschild).

Centre du disque.

Intensité moyenne	0 — 1	4 — 8	0 — 8
$\lambda_{\odot} - \lambda_{arc}$	0,0022	0,0042	0,0029

Bord du disque.

Intensité moyenne	0,1	4 — 8	0 — 8
$\lambda_{\odot} - \lambda_{arc}$	0,0059	0,0021	0,0040

Interprétant par un effet Doppler-Fizeau la diminution du déplacement observé sur les raies les plus intenses en passant du centre au bord du

(1) K. Schwarzschild. *Sitz. ber. Berl. Akad. d. Wiss.*, (1914), p. 1201.

disque, Schwarzschild conclut que ses observations étaient défavorables à la théorie d'Einstein, les déplacements observés variant avec l'intensité des raies et restant toujours plus petits que les déplacements théoriques d'Einstein.

Le mémoire publié par Saint-John en 1917 (1), aboutit aux mêmes conclusions.

Dans des conditions instrumentales aussi parfaites que possible Saint-John étudia les déplacements des raies du cyanogène qui lui parurent les plus fines et les plus sûrement exemptes de superposition à des raies métalliques. Pour obtenir les différences de leurs longueurs d'onde dans le spectre du centre du soleil et dans l'arc, il eut recours à quatre procédés différents. Le premier consiste à comparer directement les positions des raies solaires et terrestres du cyanogène photographiées sur le même cliché : le second consiste à déterminer les longueurs d'onde des raies solaires d'une part, celles des raies terrestres d'autre part, en se servant dans les deux cas des mêmes raies étalons du système des étalons internationaux du spectre du fer, et à faire ensuite les différences des longueurs d'onde ainsi obtenues.

Le troisième procédé employé par Saint-John consiste à retrancher les longueurs d'onde des raies terrestres du cyanogène, rapportées aux étalons internationaux, des longueurs d'onde des raies solaires correspondantes données dans les tables de Rowland, et à éliminer des différences ainsi obtenues la partie qui provient seulement de l'écart qui existe entre le système des étalons de Rowland et le système des étalons internationaux. Pour faire cette élimination, Saint-John retranchait, des différences entre les longueurs d'onde des raies du fer qui servent d'étalons dans les deux systèmes, les différences qu'il avait mesurées directement entre les longueurs d'onde solaires et terrestres de ces raies étalons. Ayant trouvé que dans la région du spectre considérée la moyenne de la différence des étalons est 0,137 Å, Saint-John considéra que l'excès ou le défaut sur cette valeur de la différence entre les longueurs d'onde solaires des raies du cyanogène dans le système de Rowland et les longueurs d'onde internationales des raies terrestres correspondantes représentait le déplacement de ces raies dans le spectre du soleil.

Le quatrième procédé consistait à déterminer la différence entre les longueurs d'onde des raies du cyanogène au bord et au centre du disque solaire, à la retrancher ensuite de la différence entre les longueurs d'onde des mêmes raies dans le spectre du bord du disque solaire et dans celui de

(1) Ch. Saint-John. *Astrophys. Journ.*, t. **46** (1917), p. 249.

l'arc électrique. Cette dernière différence, Saint-John la détermina également de deux façons : 1° par des comparaisons directes ; 2° en ajoutant, à la différence des longueurs d'onde des raies du cyanogène dans le spectre du centre du soleil et dans celui de l'arc, la différence de leur longueur d'onde au bord et au centre du disque. L'ensemble de ces déterminations est résumé dans le tableau suivant :

Tableau XI. — *Déplacements des raies du cyanogène* (Saint-John).

Au centre du disque solaire.

Intensité et nombre des raies		00 — 1 (25 raies)	+ 2 — 4 (18 raies)
Déplacements	1° soleil-arc	+ 0,0006	+ 0,0024
	2° $\lambda_{\odot} - \lambda_{arc}$	— 0,0002	+ 0,0012
	3° $\lambda_{Rowland} - \lambda_{arc}$	— 0,0030	+ 0,0010
	4° $\lambda_{bord\odot} - \lambda_{arc} + \lambda_{bord\odot} - \lambda_{centre\odot}$	— 0,0011	+ 0,0008
Moyenne		— 0,0009 Å	+ 0,0013 Å

2. — **Au bord du disque.**

Intensité moyenne et nombre		00 — 1 (17 raies)	2 — 4 (18 raies)
Déplacements	1° $\lambda_{bord\odot} - \lambda_{arc}$	0,0000	+ 0,0037
	2° $\lambda_{centre\odot} - \lambda_{arc} + \lambda_{bord\odot} - \lambda_{centre\odot}$	0,0001	+ 0,4035
Moyenne		0,0000 Å	+ 0,0036 Å

Si l'on considère que la moyenne des écarts entre les déplacements obtenus pour les diverses raies mesurées, et leur valeur moyenne est seulement de 0.002 Å pour les raies d'intensité 00-1, de 0,003 Å pour les raies d'intensité 2-4, on doit conclure avec Saint-John que l'effet Einstein ne se trouve pas mis en évidence par les observations.

Cette conclusion n'a pas été affaiblie par les résultats des observations faites par Evershed en 1918 [1]. Evershed, qui utilisait des raies plus intenses que les raies mesurées par Saint-John et qui n'étaient pas toutes des raies simples, trouva que la moyenne des déplacements vers le rouge était de 0.004 Å au centre du disque solaire et au bord polaire nord, de 0,007 Å au bord polaire sud. Ces déplacements sont plus petits que le déplacement théorique d'Einstein. Etant donné d'ailleurs qu'ils ne sont pas les mêmes aux deux bords polaires du soleil, il est probable qu'ils résultent en partie de l'effet Doppler-Fizeau corrélatif de la rotation du soleil qui a pu être incomplètement corrigé ; les variations des déplacements obtenus en des jours différents montrent d'autre part que les erreurs accidentelles n'ont pas été complètement éliminées.

[1] J. Evershed. *The Observatory*, t. **41** (1918).

On ne peut pas dire non plus que dans les observations de Saint-John l'effet Einstein soit masqué parce que les raies du cyanogène mesurées seraient superposées à des raies métalliques. Si, en effet, l'effet Einstein se trouvait masqué pour cette raison dans les mesures faites sur le spectre du centre du soleil, il ne pourrait l'être ainsi sur le bord du disque solaire, le déplacement des raies métalliques du centre au bord du soleil étant en général beaucoup plus grand que celui des raies du cyanogène. Si même on considère, avec Birge ([1]), que plusieurs des raies mesurées par Saint-John, sont en réalité des complexes résultant de la superposition des raies appartenant à plusieurs des raies enchevêtrées qui forment les bandes du cyanogène, on trouve que les raies qui sont sûrement simples sont aussi peu déplacées que les autres raies de même intensité.

9. **Les recherches de Grebe et Bachem.** — Plusieurs personnes, et parmi elles Einstein, ont pensé que les observations faites par Grebe et Bachem ([2]) en 1919 et 1920, constituent une preuve de la réalité de l'effet Einstein. La dispersion de l'appareil dont se servaient Grebe et Bachem, (1 mm par Å au plus) était cependant trop petite pour que, dans un spectre comme celui du cyanogène, où les raies sont étroitement serrées les unes contre les autres, les erreurs systématiques tenant à la proximité des raies soient complètement éliminées. Et en effet leurs mesures accusent entre les grandeurs des déplacements obtenus pour la même raie sur des clichés différents des écarts allant parfois de — 0,008 Å à — 0,010 Å.

La moyenne des déplacements mesurés par Grebe et Bachem sur les 36 raies étudiées par eux ne fut d'ailleurs que de 0,0039 Å, la moitié seulement de l'effet Einstein,

Mais Grebe et Bachem crurent pouvoir attribuer cet échec de leurs mesures à la mauvaise qualité de la plupart des raies utilisées. Après avoir cherché, par des moyens d'une correction très douteuse, à imputer cet échec à la dissymétrie des raies produites dans l'arc électrique, Grebe et Bachem se proposèrent d'éliminer les raies de mauvaise qualité, en déterminant au moyen d'un microphotomètre de Koch les courbes d'intensité des raies qu'ils avaient mesurées. A la suite de cette enquête ils annoncèrent que la plupart de ces raies étaient trop peu séparées de leurs voisines ou bien avaient des courbes d'intensité trop peu symétriques pour pouvoir être utilisées. Parmi les 36 raies qu'ils avaient mesurées, 9 seulement leur parurent devoir être conservées : et, comme

([1]) R.-T. Birge. *Astrophys. Journ.*, t. **55** (1922), p. 273.
([2]) L. Grebe et A. Bachem. *Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, t. **21** (1919), p. 454.

la moyenne des déplacements de ces 9 raies atteignait 0,007 Å, Grebe et Bachem conclurent qu'ils avaient prouvé l'existence de l'effet Einstein ([1]).

Si cependant on examine les courbes microphotométriques publiées par Grebe et Bachem, on trouve que parmi les 9 raies conservées par ces auteurs, il en est 3 qui ne satisfont pas aux conditions qu'ils avaient prises, Ce sont les raies 3 866,960 Å, 3 852,541 Å et 3 857,063 Å. La première est dissymétrique dans le spectre de l'arc, symétrique au contraire dans le spectre du Soleil; Rowland l'a notée comme accompagnée d'une raie non séparée, et Grebe et Bachem ne l'avaient pas utilisée dans leurs premiers calculs. La seconde est également dissymétrique dans l'arc et symétrique dans le soleil; quand à la troisième, elle est dissymétrique dans l'arc: dans le soleil, elle est accompagnée d'une autre raie imparfaitement séparée. Ces raies sont précisément celles dont les déplacements vers le rouge sont les plus grands; ils sont de 0,015 Å pour la première de 0,006 Å pour les deux autres.

Par contre les raies 3 851,427 Å et 3 858,822 Å, qui avaient été reconnues bonnes par Grebe et Bachem ont été oubliées par eux ; de même la raie 3 868,700 Å paraît au moins aussi bonne que la raie utilisée 3 861,847 Å, elle a été laissée de côté ; or ces raies ont des déplacements vers le rouge assez petits, savoir : 0.001 Å; 0,005 Å ; 0,003 Å. Si on élimine des 9 raies de Grebe et Bachem les 3 raies notoirement mauvaises et si on les remplace par les 3 autres que nous venons de signaler, la moyenne des déplacements tombe à 0,0052 Å. La vérification de l'effet Einstein ne se fait plus.

A la vérité, Grebe ([2]) a reconnu plus tard qu'il avait oublié 2 raies et il les a ajoutées aux 9 raies conservées primitivement : il a obtenu ainsi pour la valeur du déplacement moyen 0,0067 Å. En ajoutant cette valeur les 0,0019 Å qui, d'après Schwarzschild et Saint-John représentent la différence entre les longueurs d'onde des raies du cyanogène au bord et au centre du disque solaire, il a obtenu 0,0086 Å, ce qui est la grandeur du déplacement prévu par Einstein.

Pour apprécier la valeur de ce résultat, il suffit de remarquer que, d'après leurs mesures, Grebe et Bachem n'avaient pas trouvé de différence entre les longueurs d'onde des raies du cyanogène au bord et au centre du disque.

Mais Grebe ([3]) a cherché a prouver d'une autre façon la réalité de

([1]) L. Grebe et A. Bachem. *Zeits. f. Phys.*, t. **1** (1920), p. 51 ; t. **2** (1920), p. 451.
([2]) L. Grebe. *Phys. Zeits.*, t. **21** (1920), p. 662.
([3]) L. Grebe. *Zeits. f. Phys.*, t. 5 (1921), p. 105.

l'effet Einstein. Il a comparé les mesures de Rowland sur l'ensemble des raies solaires du cyanogène avec les mesures faites par Uhler et Patterson [1] sur les raies du cyanogène dans le spectre de l'arc. Les différences brutes entre les longueurs d'onde données par ces deux séries de mesures tenant en partie à la différence des étalons de Rowland et des étalons internationaux utilisés par Uhler et Patterson, Grebe a éliminé cette différence en retranchant des différences brutes relatives aux raies dont le déplacement dans le

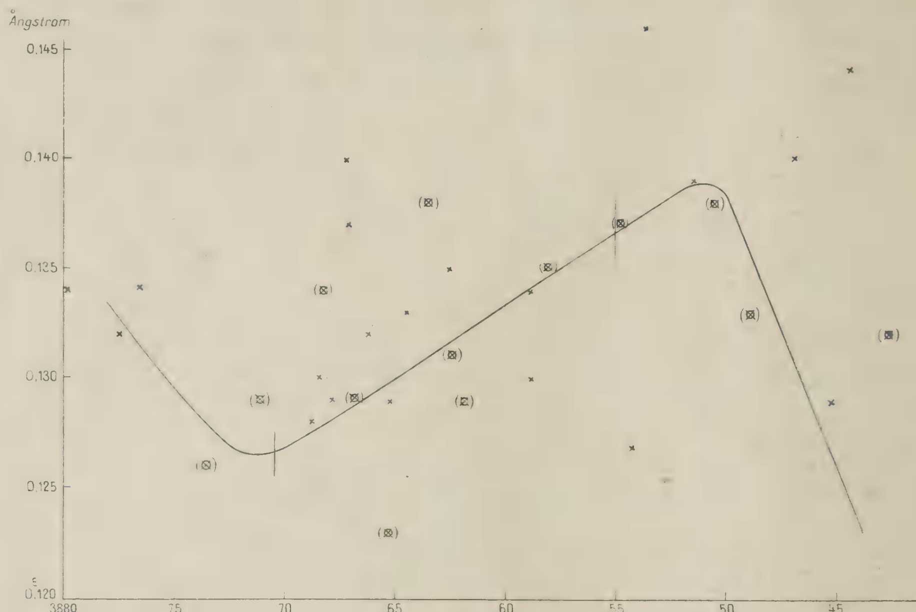


Fig. 1.

spectre solaire avait été obtenu par des mesures concordantes de Schwarzschild, de Saint-John et de Grebe et Bachem la grandeur même de ce déplacement. Les différences résiduelles ainsi obtenues représentant les différences qui proviennent de l'emploi des deux systèmes d'étalons, Grebe a construit une courbe qui représente dans la région spectrale considérée la différence entre ces deux systèmes. Retranchant alors de la différence brute entre la longueur d'onde attribuée à chaque raie par Rowland et par Uhler et Patterson l'ordonnée de la courbe qui correspond à la longueur d'onde de cette raie, Grebe obtenait ainsi son déplacement dans le spectre du soleil.

Les calculs ont porté sur 100 raies, comprises entre 3 870 Å et 3 858 Å : les déplacements qu'il a obtenus présentent des variations considérables

(1) Uhler et Patterson. *Astrophys. Journ.* t. **42** (1915), p. 434.

allant de + 0,051 à — 0,040 Å; leur valeur moyenne est de 0,0063 Å; ajoutée aux 0,0019 Å qui représentent le déplacement du centre au bord du soleil, elle donne 0,0082 Å, ce qui est la valeur d'Einstein.

Le résultat de cette étude statistique est assez impressionnant. Mais pour construire sa courbe, Grebe n'a pas utilisé toutes les raies du cyanogène dont les déplacements dans le spectre du Soleil avaient été obtenus dans les conditions de concordance qu'il indique. Pour ce qui concerne les valeurs obtenues par Saint-John, il a négligé celles que le savant spectroscopiste américain a déduites de la comparaison directe des positions des raies solaires et terrestres obtenues sur le même cliché. Si l'on tient compte de ces valeurs, on trouve que le nombre des raies utilisables pour la construction de la courbe est beaucoup plus grand que celui des raies employées par Grebe. L'ensemble des points qui correspondent à ces raies couvre malheureusement une région du plan trop étendue (fig. 1) pour qu'on puisse les remplacer par la courbe de Grebe. Et comme la vérification de l'effet Einstein par la statistique de Grebe dépend de la *pente* de cette courbe, il n'est pas exagéré de conclure que cette statistique n'établit pas la réalité de l'effet Einstein.

10. Les recherches de Pérot. — L'argumentation de Grebe et Bachem supposait que les raies du cyanogène sont insensibles à l'effet de pression. Pérot chercha d'abord à vérifier ce point. Contrairement à ce qu'avaient trouvé tous les autres observateurs, Pérot trouva (1) que les raies du cyanogène se déplacent sous l'influence d'un accroissement de pression et que, contrairement à ce que font la plupart des raies, elles se déplacent vers le *violet* : de la pression nulle à une pression d'une atmosphère, ce déplacement serait de 0,006 Å.

Pérot s'appliqua ensuite à déterminer le déplacement dans le spectre du soleil de la raie 4 197 Å, tête de l'une des bandes du cyanogène (2); contrairement à ce que les autres observateurs avaient constaté sur les raies du cyanogène, il trouva que par rapport au spectre de l'arc ordinaire, cette raie était déplacée vers le rouge dans le spectre du centre du soleil de 0,015 Å, soit près de deux fois l'effet Einstein. Mais, contrairement encore à ce que l'on admettait généralement, Pérot crut pouvoir déduire des fluctuations de la longueur d'onde de cette raie dans les régions troublées de l'atmosphère solaire que les raies du cyanogène étaient produites dans des couches relativement élevées de cette atmosphère. Il conclut de là que la longueur d'onde solaire de la raie 4 197 Å du cyanogène doit être com-

(1) A. Perot. *C. R.*, t. **170** (1920), p. 388.
(2) A. Perot. *C. R.*, t. **171** (1920), p. 229.

parée à la longueur d'onde terrestre qui correspond à cette raie, quand elle est émise à basse pression. Cette longueur d'onde étant de 0,006 Å plus grande que la valeur obtenue dans l'arc ordinaire, Pérot obtint 0.009 Å pour le déplacement net de la raie solaire du cyanogène. Ayant trouvé d'autre part que la longueur d'onde de cette raie était de 0,002 Å plus grande au centre du disque qu'à une distance du centre égale à 0.722 du rayon du disque, ce qu'il interprétait par un effet Doppler-Fizeau, Pérot obtint finalement 0,007 Å pour le déplacement net de la raie solaire étudiée. Le nombre d'Einstein est compris entre le nombre brut et le nombre corrigé.

Le triple désaccord qui existe entre les observations de Pérot et les observations antérieures enlève malheureusement beaucoup de force à son argumentation. Il est en particulier difficile d'admettre que la sensibilité des raies du cyanogène à l'effet de pression, si elle est aussi grande que l'indique Pérot, n'ait été aperçue ni par Humphreys (1), ni par Rossi (2), qui avaient fait varier la pression, le premier dans un intervalle de 8, le second dans un intervalle de 100 atmosphères, alors que Pérot opérait entre une pression de 2 à 3 cm et la pression atmosphérique. Pérot dit bien qu'à ces basses pressions les raies sont plus fines et se prêtent mieux aux mesures. Cela ne suffit pas pour expliquer le résultat négatif des mesures de Humphreys et de Rossi, car — les clichés de Humphreys en font foi — les raies du cyanogène ne s'élargissent pas notablement sous l'influence d'un accroissement de pression. De nouvelles expériences faites par Saint-John et Babcock ont montré d'ailleurs que les raies du cyanogène ne se déplacent pas de plus 0,0001 Å sous l'action d'un accroissement de pression d'une atmosphère (3). Si l'on ajoute à ces remarques que la raie 4 197 Å, tête d'une bande dégradée vers le violet, n'était probablement pas résolue complètement par le spectrographe dont se servait Pérot et dont la dispersion était de 0,52 mm par angström, on doit conclure que les observations de Pérot, pas plus que celles de Grebe et Bachem, ne permettent pas d'établir, contre les observations de Saint-John, la réalité de l'effet Einstein.

IV. — Une cause possible des déplacements des raies de Fraunhofer.

II. La dispersion anomale. — Quelle peut donc être la cause des déplacements des raies solaires? Il semble, dans l'état actuel de nos connaissances, que la seule qu'on puisse encore invoquer soit la dispersion ano-

(1) HUMPHREYS. *Astrophys. Journ.*, t. 6, p. 169 (1897).
(2) ROSSI. *Proc. Roy. soc.* (A), t. 82, p. 518 (1909).
(3) *Annual Report Mount Wilson Observatory* (1921).

male. Julius a fait remarquer en 1900, que si l'on tient compte des propriétés réfringentes des vapeurs et des gaz de l'atmosphère solaire, on ne peut attribuer les raies de Fraunhofer au seul effet de l'absorption sélective que ces gaz et ces vapeurs exercent sur certaines des radiations émises par la photosphère solaire. On sait en effet que la variation de l'indice de réfraction d'un gaz au voisinage d'une raie d'absorption de ce gaz est représentée par une courbe de la forme figurée ci-contre (fig. 2).

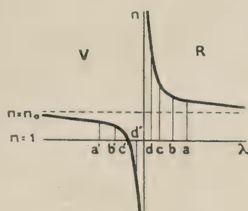


Fig. 2.

Il résulte de là que si on reçoit dans un spectroscope un faisceau de lumière blanche qui a traversé un milieu absorbant sélectivement certaines radiations, les radiations absorbées ne seront pas les seules qui manqueront et qui seront marquées par des raies sombres dans le spectre obtenu ; les radiations voisines des radiations absorbées seront également moins intenses que les autres dans la lumière transmise, de sorte que les raies sombres seront plus larges que si elles étaient dues uniquement à l'absorption.

Lord Rayleigh a montré en effet que, par suite de la diffusion moléculaire, un faisceau de rayons parallèles d'intensité I_0 qui traverse une épaisseur l d'un milieu de densité uniforme en sort avec l'intensité

$$I = I_0 \, e^{-sl},$$

si l'on représente par s la quantité

$$s = \frac{32\pi^3}{3}\left(\frac{n-1}{N}\right)^2 \frac{N}{\lambda^4},$$

N étant le nombre de particules absorbantes par unité de volume ; λ, la longueur d'onde de la lumière incidente et n, l'indice de réfraction du milieu pour les radiations de cette longueur d'onde. Or, tout près d'une raie d'absorption, le facteur $(n - 1)^2$ prend des valeurs considérables, de sorte que les effets de la diffusion seront toujours plus visibles au voisinage des raies d'absorption que dans les autres régions du spectre. L'effet de cette diffusion anomale sera donc d'entourer la vraie raie d'absorption d'une bande sombre plus large.

Or, il n'est pas douteux qu'en traversant la grande étendue de l'atmosphère solaire, la lumière qui nous vient du noyau ne subisse une diffusion moléculaire importante, si du moins l'on admet avec Evershed que la pression moyenne dans la couche renversante n'est guère inférieure à une atmosphère. On est ainsi amené à conclure que les raies de Fraunhofer ne sont pas dues uniquement à l'absorption ; ce sont des raies d'absorption enveloppées dans des bandes sombres plus larges dues à la dispersion anomale [1].

Mais si telle est la nature des raies de Fraunhofer, on doit admettre que ces raies doivent être en général élargies dyssymétriquement vers le rouge par rapport aux raies d'absorption qui en forment les noyaux. Il résulte en effet de la forme de la courbe de dispersion, que la quantité $(n - 1)^2$ est plus grande sur le côté rouge d'une raie d'absorption que sur le côté violet. Si donc on définit la position d'une raie par celle de son centre de gravité, c'est-à-dire pratiquement par l'endroit où un observateur place le fil du micromètre qui lui sert à repérer la position de la raie lorsqu'il tâche que les deux parties de la raie situées de part et d'autre du fil se contrebalancent le mieux possible, on voit que les raies de Fraunhofer devront être, en général, légèrement déplacées vers le rouge par rapport aux positions de leurs noyaux. Il n'est pas nécessaire dès lors de supposer que les raies d'absorption, noyaux des raies de Fraunhofer, soient déplacées vers le rouge par rapport aux raies des sources lumineuses terrestres pour expliquer le déplacement vers le rouge des raies de Fraunhofer. Comme d'ailleurs les rayons qui nous viennent du bord du disque solaire ont traversé dans l'atmosphère solaire des distances plus grandes que ceux qui nous viennent du centre, que par suite ils auront subi une diffusion plus considérable, on s'explique aisément que les raies des bords du disque solaire soient plus déplacées vers le rouge et plus larges que les raies du centre du disque.

L'idée d'après laquelle l'intensité et la largeur des raies du spectre d'une région donnée du soleil sont proportionnelles à la grandeur des effets de la dispersion anomale permet même de comprendre que la grandeur des déplacements observés puisse varier, comme elle fait, avec l'intensité des raies. Puisque, en effet, d'après Julius, le déplacement d'une raie de Fraunhofer n'est pas autre chose qu'une expression de la dyssymétrie de cette raie, sa grandeur doit être une fraction de la largeur de la raie : elle doit donc augmenter des raies très faibles aux raies d'intensité plus

[1] W.-H. Julius. *Astrophys. Journ.*, t. **43** (1916), p. 41. — Van Cittert. *Archiv. Neerl.* (3 A) t. **5** (1921), p. 243.

grande. Elle doit d'ailleurs augmenter plus lentement que l'intensité, passer par un maximum pour une certaine valeur de l'intensité, et décroître ensuite de nouveau. Si en effet on dessine les courbes de dispersion pour des raies de diverses intensités, on reconnaît aisément que pour des raies très fortes la dyssymétrie doit être beaucoup moins apparente que pour des raies d'intensité moyenne, parce que la valeur relativement petite du pouvoir réfringent moyen $n_0 - 1$ fait qu'il n'y a pas de différence bien sensible entre les grandes valeurs correspondantes de $(n - 1)^2$ du côté rouge de la raie et du côté violet (1).

Sans doute Julius (2) n'a pas laissé d'être fort embarrassé par le fait que d'après Saint-John, les raies du fer d'intensité très faible sont plus fortement déplacées vers le rouge que les raies d'intensité moyenne. On peut lever la difficulté en faisant remarquer que les raies de Fraunhofer appartiennent à des couches de l'atmosphère de plus en plus profondes, où règnent des pressions de plus en plus élevées, à mesure que leur intensité devient plus faible. Il n'est pas étonnant dès lors que le déplacement des raies les plus faibles puisse être plus grand que celui des raies d'intensité moyenne, puisqu'il peut être dû pour une plus grande part à l'effet de pression. Cette interprétation est d'ailleurs confirmée par le fait que les raies du cyanogène, insensibles à l'effet de pression, sont d'autant moins déplacées que leur intensité est plus faible.

L'explication des déplacements des raies solaires apportée par Julius paraît donc qualitativement satisfaisante. Mais pour voir si elle permet d'expliquer *quantitativement* les particularités de ces déplacements, il convient d'attendre les résultats de la vaste enquête entreprise au Mont-Wilson sur l'ensemble des raies du spectre solaire.

(1) W.-H. Julius. *Archiv. Neerl.*, (3 A), t. 4 (1917), p. 51.
(2) W.-H. Julius. *Archiv. Neerl.* (3 A) t. 4, (1917); *Astrophys. Journ.*, t. 43 (1916), p. 41.

Manuscrit reçu le 15 avril 1923.

L'ACCÉLÉRATION MESURÉE AU MOYEN D'UNE FLAMME

Par K. PRYTZ, Copenhague.

La flamme d'une bougie dans une lanterne close, protégée dans son mouvement contre l'influence de l'air extérieur, garde sa position verticale quand on transporte la lanterne avec une vitesse constante. C'est autre chose si la vitesse est variable. Déplaçant la lanterne devant soi de droite à gauche on observe ce qui suit : Sur la première partie du chemin parcouru par la lanterne, l'axe de la flamme se dirige vers la gauche, puis elle reprend sa direction verticale, et garde celle-ci sur la plus grande partie du chemin ; pendant la dernière période du mouvement jusqu'à la fin, l'axe de la flamme décline vers la droite. Ce phénomène dépend de l'accélération du mouvement, la pointe de la flamme se déplaçant toujours dans la direction de cette accélération. Ledit mouvement est d'abord accéléré et finalement retardé, tandis qu'il est à peu près uniforme dans l'entre temps, on conçoit donc les positions diverses de la flamme mentionnées.

L'existence de la flamme dépend de la variation de la pression atmosphérique en fonction de la hauteur ; c'est cette circonstance qui permet à l'air chaud de la flamme de s'élever en suivant la direction opposée à celle de l'accélération de la pesanteur ; la différence de pression dans l'intérieur de la flamme, par suite de sa température élevée, est plus petite qu'au dehors, ce qui a pour effet que l'air nécessaire à l'alimentation de la combustion entre dans la flamme par le bas. La direction verticale de son axe est causée par ce fait que le gradient de la pression a cette direction.

On vérifie ladite supposition sur la condition d'existence de la flamme en faisant tomber la lanterne, ce qu'on peut faire sans risque, en la prenant par les deux mains et puis la laissant tomber pour la saisir de nouveau après une chute d'environ 1 m ; on voit alors la flamme se raccourcir, rougir et finalement le plus souvent s'éteindre. Pendant la chute libre il n'y a point de variation de pression dans l'air enfermé dans la lanterne, et la flamme ne peut plus brûler.

Supposons qu'on donne un mouvement accéléré à un récipient rempli d'un fluide, chaque particule du fluide est affectée de forces dont la résultante est égale à ma si m est sa masse et a, l'accélération du mouvement. L'effet de la pesanteur sur la particule est équilibré par suite de la variation de pression, qui décroît de bas en haut ; il faut donc que la force

motrice ma, n'étant pas une force extérieure, provienne d'une variation de pression due au mouvement accéléré ; p étant la pression, ds un élément de longueur dans la direction de l'accélération et ρ, la masse spécifique du fluide, on trouve pour le gradient de la pression dû à l'accélération a la valeur

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}s} = -\rho a.$$

En même temps, il y a toujours une variation de la pression due à la pesanteur, dont le gradient est vertical et d'une valeur

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}s_1} = \rho g$$

où g signifie l'accélération de la pesanteur; ds_1, un élément de longueur verticale.

L'état du fluide pendant le mouvement accéléré sera donc caractérisé par une variation de la pression dont le gradient est donné par la résultante

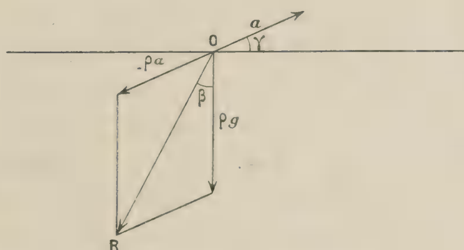


Fig. 1

des deux vecteurs $-\rho a$ et ρg (Fig. 1). La flamme, dans l'expérience décrite, prendra la direction opposée à celle de la résultante OR, comme c'est le cas quand la lanterne est en repos.

Si a est égal à g et de même direction, c'est-à-dire si le récipient tombe en chute libre, la résultante des deux gradients est zéro ; il n'existe aucune variation de la pression, ce qui a pour effet que les produits de combustion de la bougie allumée dans la lanterne ne seront plus écartés et remplacés par de l'air frais; la flamme doit s'éteindre.

L'angle entre l'accélération de la lanterne et la direction horizontale étant égal à γ, l'axe de la flamme fera avec la perpendiculaire un angle β déterminé par

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{a \cos \gamma}{g + a \sin \gamma}.$$

Pour un mouvement horizontal, on a $\gamma = 0$ et $a = g \operatorname{tg} \beta$. En mesurant β ou en faisant enregistrer photographiquement la position de la

flamme sur une pellicule qui participe au mouvement de la lanterne on aura un moyen de trouver l'accélération de celle-ci ou du corps qui l'entraîne. Par suite de la masse très faible des substances qui constituent la flamme, elle obéira presque instantanément aux changements de la vitesse en prenant sa position d'équilibre par un mouvement apériodique. Une lampe à acétate d'amyle (le liquide employé dans la lampe donnant l'unité Hefner de lumière) avec une mèche formée seulement de deux ou trois fils de coton, brûle en donnant, une flamme très convenable pour cette expérience ; la flamme est pointue, tranquille, sans fumée et d'une claire lumière.

Si l'on applique dans un navire deux appareils enregistreurs montés avec la lanterne dans une suspension à la Cardan et donnant les projections de l'angle β sur deux plans verticaux qui font un angle droit entre eux on pourra trouver la valeur et la direction de l'accélération horizontale de la lanterne pour un moment quelconque pendant un voyage du navire.

Cela donné on comprend que l'on ait la possibilité de construire l'hodographe du mouvement de la lanterne au moyen du diagramme de l'enregistreur, la vitesse initiale étant donnée égale à zéro : cela fait, on peut trouver la valeur et la direction de la vitesse de la lanterne, par rapport à la terre à chaque instant, par conséquent construire finalement la trajectoire parcourue par le navire ; on aura donc toujours la possibilité, à bord du navire, de connaître la position exacte. Les accélérations étant ordinairement assez petites en comparaison de celle de la pesanteur, a sera approximativement proportionnel à β. Le tangage du navire donne bien sûrement des composantes verticales à l'accélération ; mais la lanterne étant placée au milieu du navire ces composantes ne seront que petites, et comme les accélérations verticales prennent toujours rapidement des directions alternatives leur influence sur le résultat final sera certainement minime.

Quant à savoir si cette méthode est pratique, je ne veux pour le moment émettre aucune opinion sur ce point.

Manuscrit reçu le 23 avril 1923,



Série VI. — Tome IV. Juillet 1923 N° 7

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

ÉTUDE DU POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE DES SOLUTIONS COLLOÏDALES

Par J. ERRERA

1. Introduction. — Dans notre première communication ([1]) nous nous étions posé la question de savoir si le pouvoir inducteur spécifique des solutions colloïdales est différent de celui du solvant seul.

Nous pouvons ajouter maintenant que toute une série de solutions de caractère peu solvatisé ont le même pouvoir diélectrique que le solvant seul. Citons par exemple : un sol de trisulfure d'arsenic et un sulfure d'argent à 2 pour mille ; deux hydrosols d'argent préparés par pulvérisation dans l'arc d'après la méthode de Bredig; une solution fraîche de savon qui avait une tension superficielle notablement inférieure à l'eau pure ; un sol d'hydroxyde ferrique fraîchement préparé et un sol présentant le phénomène de Majorana ainsi que deux sols de matières colorantes : le bleu d'aniline et la benzopurpurine, obéissaient aussi à cette règle générale. Des alcoolosols de platine, d'or et d'argent préparés d'après la méthode de Svedberg, par décharge oscillante à — 80° C, avaient un pouvoir inducteur spécifique d'environ 1 pour cent plus élevé que celui de l'alcool pur. Mais cette augmentation peut s'expliquer soit par une condensation d'eau de l'atmosphère pendant la pulvérisation, soit par une modification chimique du milieu de dispersion

Nous avons également, dans notre note précédente, mentionné les sols *d'anhydride vanadique* qui forment une exception intéressante et curieuse à deux points de vue : d'abord, parce que ces solutions ont un pouvoir diélectrique très élevé (1280) qui n'est pas une valeur maxima par rapport à l'eau (81), ensuite, parce que le pouvoir inducteur spécifique de ces solutions n'est pas constant : la constante diélectrique des liquides était, jusqu'à nos recherches, indépendant et de l'intensité du champ électrique et de la fréquence du courant lorsqu'il n'y a pas de dispersion.

L'effet trouvé a la même cause que l'anisotropie optique.

([1]) Voir *Journ. de Phys.*, t. 3 (1922), p. 401. Quant à la question de l'influence du pouvoir inducteur spécifique sur les propriétés physico-chimiques des solutions colloïdales voir *Kolloïd-Zeitschrift*, t. 22 (1923), p. 4.

2. Influence de l'âge et du passage de courant. — Nous avons vu que les solutions fraiches ne présentent ni le phénomène de biréfringence ni l'augmentation du pouvoir diélectrique; ceux-ci n'apparaissent qu'avec l'âge : ainsi la solution à 0,38 pour mille, étudiée dans la première communication, qui avait un pouvoir inducteur spécifique de 112,4 après 20 jours, avait un pouvoir diélectrique de 173,4 après 134 jours.

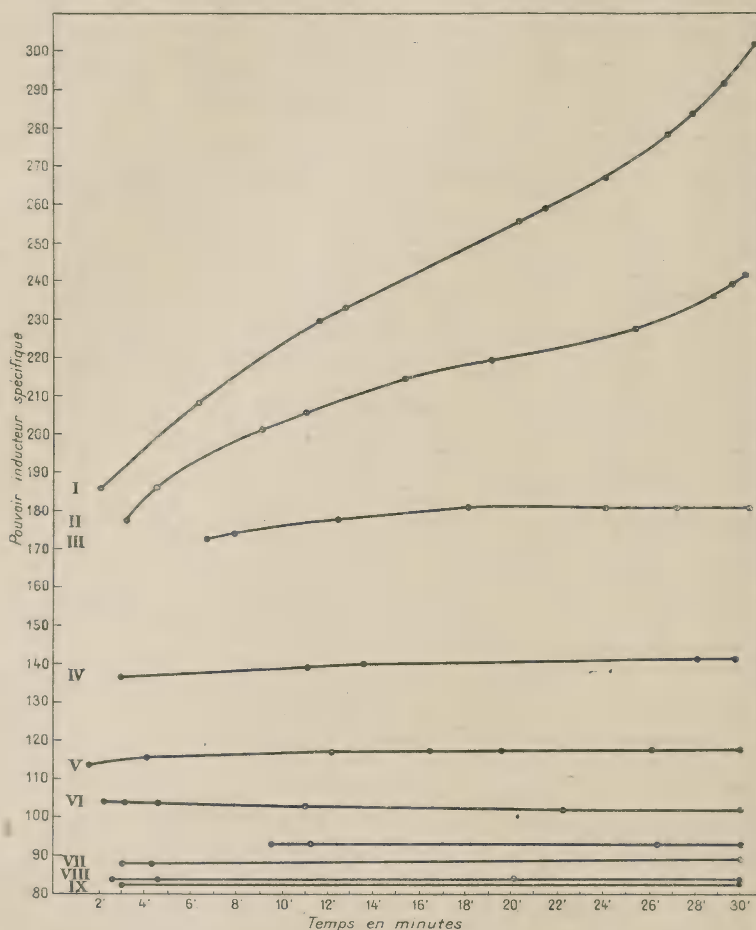


Fig. 1.

Nous pouvons également vieillir artificiellement une solution, accélérer sa coagulation et donc, augmenter son pouvoir inducteur spécifique. Si nous introduisons une solution présentant déjà le phénomène de double réfraction, dans notre récipient, et que nous la laissions sous l'influence du courant, le pouvoir inducteur spécifique augmente. Nous avons étudié systématiquement cette influence du courant aux diverses concentrations. C'est ce que montre la figure 1 où la courbe 1 est celle de la solution la plus concentrée.

Pour bien établir que c'était surtout au courant qu'il fallait imputer l'augmentation du pouvoir inducteur spécifique et non au contact du métal, nous avons laissé une solution de même concentration pendant 30 minutes dans le récipient, une fois avec et l'autre fois sans courant : sous l'influence du courant le pouvoir inducteur spécifique passait de 185,4 à 398,8, sans courant de 192.1 à 203,2.

3. **Influence de la concentration sur le pouvoir inducteur spécifique.** — En prenant dans la figure 1 les valeurs du pouvoir diélectrique aux différentes concentrations après un même temps nous pouvons établir une courbe qui nous donne le pouvoir inducteur spécifique en fonction de la concentration et qui est semblable à la courbe 2 de la précédente communication.

Pour obtenir une valeur élevée du pouvoir inducteur spécifique, il faut, comme pour l'anisotropie optique, qu'une force vienne se superposer au mouvement brownien désordonné et diriger les particules de V^2O^5. En faisant varier soit l'agitation moléculaire désordonnée, soit la force directrice, nous modifions le pouvoir diélectrique de notre solution.

4. **Influence de la température.** — L'élévation de température augmente l'agitation moléculaire, le pouvoir diélectrique doit donc diminuer. Les résultats suivants viennent s'ajouter à ceux déjà esquissés (tabl. et fig. 2).

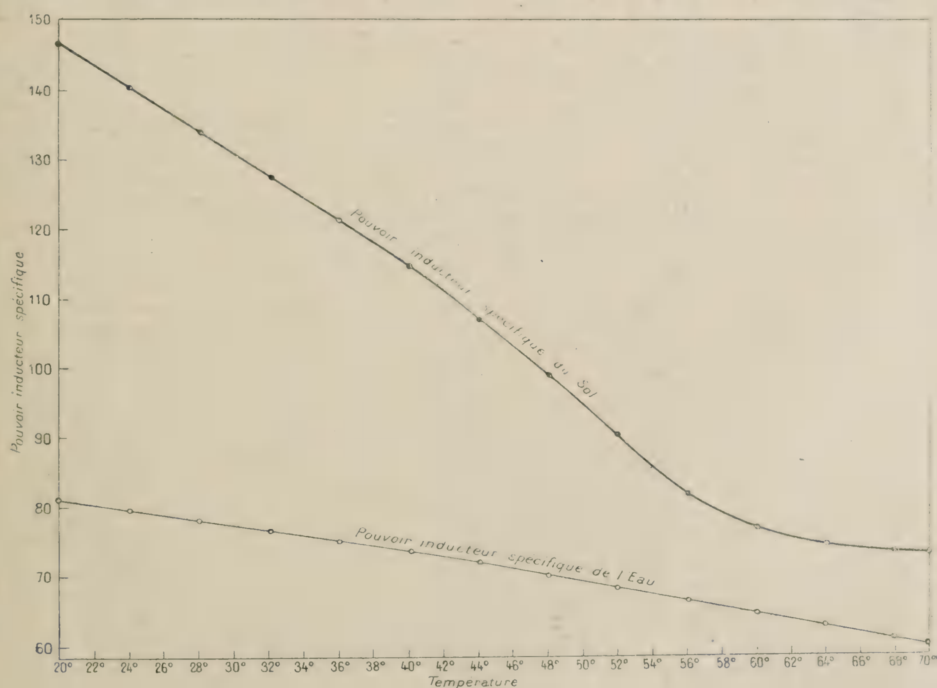


Fig. 2.

TABLEAU II *a*

Influence de la température sur la capacité d'un sol de 0,32 g par litre. Intensité du courant dans le pont : 0,086 A. Longueur d'onde : 500 m.

t	C_x
20,2	126,2
23,2	121,6
26,4	118,1
28,7	115,2
31,5	110,7
33,8	108,5
36,5	104,5
39,3	100,5
43,2	93,5
46	90,5
50,3	82
52,1	79,6
54	73,5
56,2	71
62	66,5
63,6	65,8
64,4	65,3
66,1	65
70	64
51,5	66,5
44,7	75
38,8	84,5
32,8	94,5
28,1	102,5
23,7	111,5
19,3	124

TABLEAU II *b*

Influence de la température sur la capacité d'un sol de 1,2 g par litre. Intensité du courant dans le pont : 0,125 A. Longueur d'onde : 445 m.

t	C_x
20	149
24,6	141
27,5	132
31,5	126
35,8	116
42	104,5
46,6	95,5
51,9	85,5
55,3	78,5
57,7	72
60	67,5

TABLEAU II *c*

Influence de la température sur la capacité de l'eau.

t	C_x
19,6	69,8
22,6	68,8
26,2	68,2
29	67
32,8	66,9
36,2	64,5
39,2	64
43,5	62
46,1	61,9
50,4	60
54,1	58,9
60,1	56,7

TABLEAU II *d*

Influence de la température sur le pouvoir inducteur spécifique. Concentration de la solution : 0,12 pour mille.

t	C_1	p_1	C_x	p
20	69,8	81	126,5	146,5
24	68,6	79,6	121	140,1
28	67,5	78,3	116	134,3
32	66	76,6	110,5	128
36	65	75,5	105	121,7
40	64	74,3	99,5	115,3
44	62,5	72,6	92,7	107,5
48	61	70,8	86	99,7
52	59,5	69,1	78,5	91
56	58,2	67,6	71,5	83
60	56,8	66	67,6	78,5
64	55,5	64,5	65,5	76
68	54	62,8	64,7	75,2
70	53,5	62,2	64,5	74,9

TABLEAU II *e*

Influence de la température sur le pouvoir inducteur spécifique.
Concentration de la solution : 1,2 pour mille.

t	C_1	p_1	C_x	p
20	69,8	81	149	172,4
24	68,6	79,6	141	163,2
28	67,5	78,3	133,5	144,3
32	66	76,6	125,5	145,3
36	65	75,5	117,2	135,8
40	64	74,3	109	126,2
44	62,5	72,6	100,5	116,5
48	61	70,8	92,2	106,8
52	59,5	69,1	84,3	97,7
56	58,2	67,6	75,5	87,6
60	56,8	66	67,5	78,4

5. **Influence de l'intensité du courant.** — En augmentant la tension et par conséquent l'intensité que nous faisons passer dans la solution pendant la mesure, nous augmentons la force directrice qui ordonne les

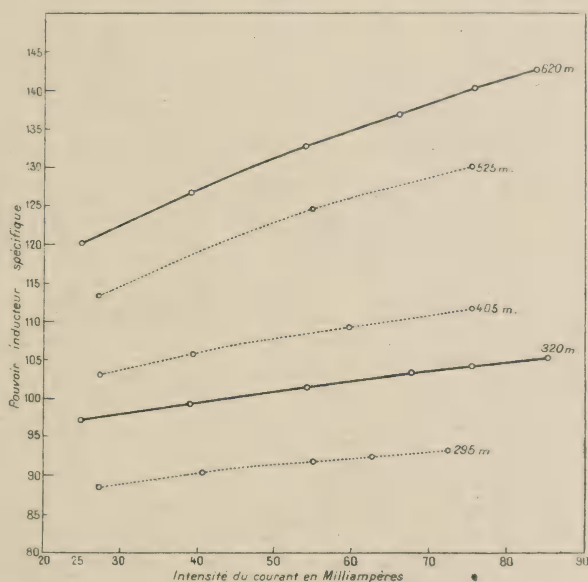


Fig. 3.

particules ; le pouvoir inducteur spécifique devra donc également grandir et c'est ce que montrent les figures suivantes (fig. et tabl. 3).

Il semble ressortir des courbes que la valeur du pouvoir inducteur spécifique tend vers une valeur de saturation lorsque l'intensité du courant augmente. Cette valeur dépend de la fréquence. L'influence de la fréquence

sur le pouvoir diélectrique sera traitée plus loin. Nous n'avons pas pu atteindre de valeur de saturation car pour des intensités de courant dépassant 100 milliampères l'échauffement rapide de la solution gênait nos mesures. Comme phénomène analogue, Freundlich, en étudiant la double réfraction des sols de V^2O^5 qu'il dirigeait en les faisant s'écouler, a trouvé une valeur de saturation de cette anisotropie optique à une certaine vitesse d'écoulement.

L'intensité du courant qui traversait notre récipient de mesure était mesurée comme intensité efficace. Pour une tension et une fréquence données cette intensité est fonction de la capacité du récipient de mesure, de la conductibilité de la solution et de la force nécessaire à diriger les particules de V^2O^5 en forme de bâtonnets; ces deux derniers facteurs peuvent être considérés comme une résistance ohmique en parallèle avec la capacité.

Si nous appelons r la résistance ohmique et $i\omega c$ la réactance, nous trouvons pour I^{eff} :

$$I_{eff} = \frac{E_{eff}}{\sqrt{\frac{r^2}{(1 + r^2\omega^2 C^2)^2} + \frac{r^4\omega^2 C^2}{(1 + r^2\omega^2 C^2)^2}}} = \frac{E_{eff}}{r}\sqrt{1 + r^2\omega^2 C^2}.$$

Nous nous sommes demandés si c'était le champ électrique seul qui dirigeait les particules en forme de bâtonnets. A cet effet nous avons mesuré notre pouvoir inducteur spécifique dans une cuvette en verre en forme de parallélipipède et nous avons fait agir un champ électrique perpendiculaire au courant de mesure; les électrodes qui nous servaient à mesurer le pouvoir inducteur spécifique étaient évidemment dans la solution: les électrodes qui provoquaient le champ perpendiculaire étaient extérieures. Ce champ perpendiculaire aurait pu avoir une influence sur la valeur du pouvoir inducteur spécifique : nous n'avons pas constaté d'effet mesurable. Ce résultat négatif a de nouveau son parallèle dans les expériences de Diesselhorst, Freundlich, Leonhard, qui ne sont pas parvenus à provoquer la double réfraction du sol par un champ électrique extérieur et qui alors se demandent si le champ électrique seul suffit à diriger les particules ou si, comme condition préliminaire il faut admettre le mouvement des particules qui se comportent comme de gros ions.

Dans des mesures de pouvoir inducteur spécifique, faites dans les mêmes conditions ([1]) mais avec un champ magnétique perpendiculaire, nous n'avons pas non plus remarqué d'influence mesurable.

([1]) A cette occasion nous avons également mesuré l'ordre de grandeur de la perméabilité magnétique des sols de V^2O^5, que nous avons trouvée égale à celle de l'eau.

TABLEAU III *a*

Influence de l'intensité du courant.
Concentration de la solution : 0,32 g par litre
$t = 18°$ C ; $C_1 = 76,5$; $C_0 = 1,2$.
Longueur d'onde : 295 m.

i en mA	C_x	p
25	84	88,9
39	85,8	90,9
54	86,9	92,1
66	87,8	93
76	88	93,2

Longueur d'onde : 405 m.

i en mA	C_x	p
25	98,1	103,9
39	100,3	106,3
54	102	108,1
66	104,1	110,3
76	105,7	112

Longueur d'onde : 525 m.

i en mA	C_x	p
25	107,6	114
39	111,5	118
54	117,8	124,9
66	121	128,3
76	123,5	130,9

TABLEAU III *b*

Influence de l'intensité du courant
Concentration de la solution : 0,30 g par litre
$t = 18°$ C ; $C_1 = 76,5$; $C_0 = 1,2$.
Longueur d'onde : 320 m.

i en mA	C_x	p
25	91,8	97,3
39	94,3	99,9
54	96,3	102
66	98,3	104,2
76	99,5	105,4

Longueur d'onde : 620 m.

i en mA	C_x	p
25	113,7	120,5
39	120	127,2
54	125,8	133,4
66	130,3	138,2
76	132	140
84	135,5	143,7

6. Influence du champ électrique. — Nous avons fait nos mesures en prenant comme variable la différence de potentiel effective aux bornes du condensateur de mesure lue sur un voltmètre d'Abraham (¹) que nous avions étalonné avec une résistance de 112,9 ohms.

Comme nous le voyons dans les figures et tableaux 4 la variation du pouvoir inducteur spécifique avec la tension se fait évidemment dans le même sens que lorsque nous varions l'intensité du

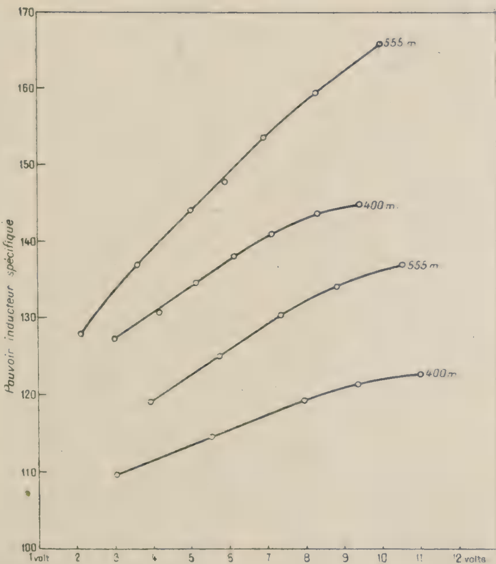


Fig. 4.

(¹) Voir *Journ. de Phys.*, t. 1 (1920), p. 44.

courant et s'explique de même ; mais la variation relative est moins rapide.

Tableau IV *a*

$\lambda = 400$ m ; temp. : 20,4° C ; $C_0 = 9{,}1$; $C_1 = 81{,}3$.

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL EN VOLTS	INTENSITÉ EN mA	C_x	p
3	22,25	123,1	127,2
4,1	31,5	126,5	131
5,1	41,5	129,5	134,5
6,1	50,5	132,7	138
7,1	61,0	135,2	141
8,35	74,5	137,7	143,5
9,45	86,5	139,1	145

Tableau IV *b*

$\lambda = 555$ m ; temp. : 22° C ; $C_0 = 9.1$; $C_1 = 81{,}2$.

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL EN VOLTS	INTENSITÉ EN mA	C_x	p
2,2	16,5	124,6	129
3,6	25	132,1	137
5,05	39,75	138,2	144
5,95	48,7	141,5	147,8
6,95	60,5	146,5	153,2
8,35	75,5	141,4	159
10	96	158	165,8

Tableau IV *c*

$\lambda = 400$ m ; temp. : 20,8° C ; $C_0 = 9{,}1$; $C_1 = 81{,}3$.

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL EN VOLTS	INTENSITÉ EN mA	C_x	p
2,92		106	108,7
4,25		109,3	112
5,5	22,5	111,5	114,4
6,65	28,5	113,6	116,8
7,95	36	115,5	119
9,35	44	117,5	121,2
11,05	53,5	118,6	122,3

TABLEAU IV *d*

$\lambda = 555$ m ; temp. : 20,2° C ; $C_0 = 9{,}1$; $C_1 = 81{,}2$.

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL EN VOLTS	INTENSITÉ EN mA	C_x	p
3,9		115,6	119
5,65	22	121	125
7,35	30,5	125,4	130
8,8	37,25	129,1	134
10,55	47,5	132,2	137

7. **Influence de la fréquence du courant.** — Une autre manière indirecte d'augmenter la force directrice est de faire varier la fréquence du courant alternatif qui traverse la solution pour la mesure de capacité. Nous avons varié la longueur d'onde du courant employé en augmentant la self-inductance et la capacité du circuit émetteur. Nous avons vu que le pouvoir inducteur spécifique augmentait avec la longeur d'onde jusqu'à une valeur de saturation (voir figures et tableau 5) : cette dépendance de la

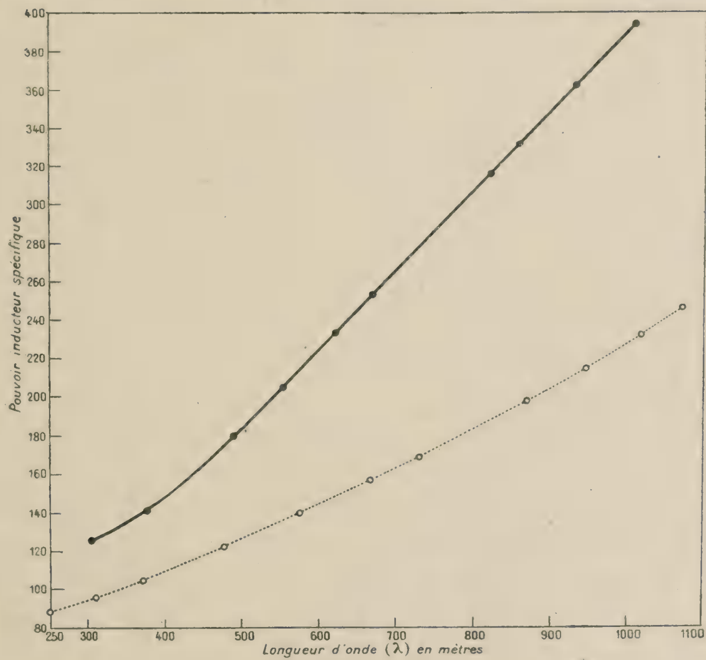


Fig. 5*a*

fréquence peut s'expliquer comme suit en tenant compte que nous pouvons distinguer 4 parties dans la courbe.

1° Pour les hautes fréquences, c'est-à-dire la *première* zone concave

d'ascension de la courbe (fig. 5 a), les doublets que forme la phase dispersée n'ont pas le temps de s'orienter à chaque inversion du courant.

Nous voudrions à cette occasion rappeler la théorie de Debye (1) sur la dispersion anormale des liquides pour les ondes courtes, qui est aussi liée à la question du temps de relaxation dans les phénomènes d'orientation de molécules. Debye explique la valeur élevée du pouvoir inducteur spécifique de certains diélectriques, tels que l'eau et l'alcool, par deux causes : une petite partie de ce pouvoir inducteur spécifique est due aux électrons qui sont déplacés de leur position d'équilibre, mais la majeure partie est due à l'influence des molécules, des doublets, qui sont dirigés sous l'action du champ électrique. Si les inversions du courant sont trop rapides les molécules n'auront pas le temps de s'orienter. Nous savons que le pouvoir inducteur spécifique de l'eau mesuré avec des oscillations d'environ 1 cm de longueur d'onde n'a plus la valeur statique de 81 : cette valeur diminue et pour des ondes d'environ 1 mm de longueur d'onde elle est d'environ 4. Etant donné le moment des doublets et la viscosité ils n'ont plus le temps de s'orienter : le pouvoir inducteur spécifique est alors provoqué seulement par le déplacement des électrons.

On peut donc déterminer deux intervalles de temps : le temps minimum nécessaire aux molécules pour commencer à s'orienter ou le temps que les molécules prennent, après l'interruption de l'action du champ électrique, pour retomber sous l'influence du mouvement brownien désordonné. Ce dernier intervalle s'appelle aussi temps de relaxation.

Dans le phénomène de Kerr (2) où l'on observe la double réfraction de certains diélectriques sous l'action d'un champ électrique, il y a également un moyen de déterminer ces intervalles de temps (sous l'influence du champ les molécules du liquide sont orientées et celui-ci acquiert ainsi les propriétés optiques d'un cristal).

Pour le sulfure de carbone, par exemple, Abraham et Lemoine ont trouvé qu'il fallait au moins 10^{-10} seconde entre le moment d'interruption du champ électrique et l'observation de la double réfraction.

Dans les sols de V^2O^5 le pouvoir inducteur spécifique a aussi deux causes : le solvant, l'eau de pouvoir inducteur spécifique 81, et les doublets de V^2O^5 orientés qui viennent augmenter cette valeur. Ces bâtonnets de dimensions colloïdales ont besoin d'environ 10^{-7} seconde, cè qui

(1) P. Debye. — *Verh. d. Deutsch Phys. Gesell.*, t. **15** (1913), p. 777.

(2) M. Pauthenier, *thèse* (1920), Masson éditeur, Paris; H. Blondlot, *Journ. de Phys.*, (2) t. **5** (1888), p. 91 ; E. Bichat et R. Blondot, *Journ. de Phys.*, (2) t. **1** (1881), p. 364; Th. des Coudres, *Verh. Deutsch. Naturf. u'Aerzte* (2) t. **10** (1894), p. 64; W. Voigt, *Handbuch der Elektrizitat und des Magnetismus* (1) 307.

correspond à des oscillations d'environ 30 m de longueur d'onde, pour commencer à s'orienter, de façon donc à ce que l'augmentation du pouvoir diélectrique soit mesurable. Il ne nous a pas été possible de déterminer exactement ce temps : nous avons dû extrapoler, car avec des ondes aussi courtes des phénomèmes connexes surgissent qui viennent troubler les mesures.

Comme contrôle nous avons mesuré le pouvoir inducteur spécifique de nos mêmes solutions d'après la première méthode de Drude, avec le dispositif généralement employé, avec une longueur d'onde dans l'air de 66 cm. Pour une solution qui, d'après la méthode Nernst, avait un pouvoir inducteur spécifique de 101, nous avons trouvé une valeur un peu inférieure à celle de l'eau. L'effet avait donc complètement disparu.

2° Dans cette seconde zone (fig. 5 a et b) le pouvoir diélectique continue

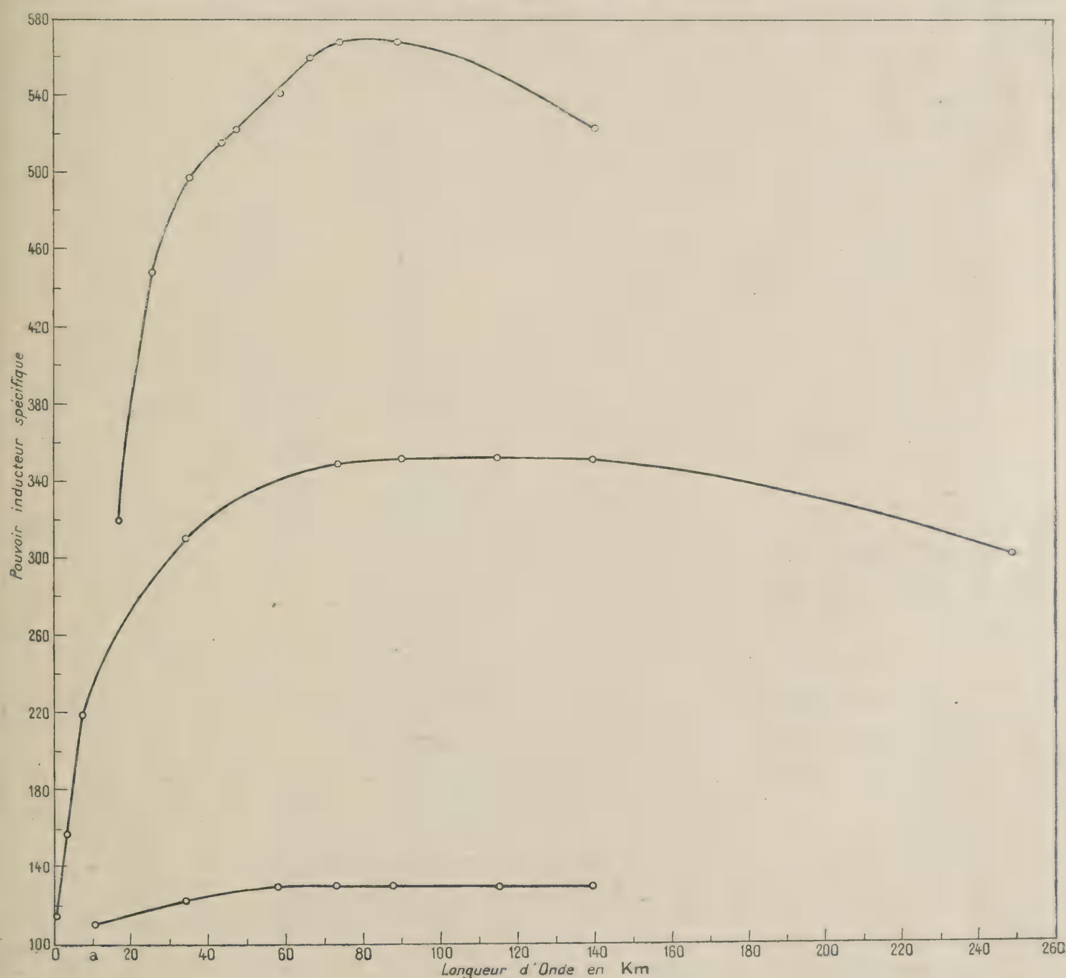


Fig. 5 *b*

à augmenter au fur et à mesure que la fréquence diminue. Les particules ont plus de temps pour s'orienter et il y en a aussi un plus grand nombre qui s'orientent : les particules ne sont probablement pas d'égale grandeur et les plus grandes commencent à s'orienter.

3° Dans cette zone (fig. 5 b) de saturation correspondant à des oscillations d'environ 100 km de longueur d'onde toutes les particules suivent les inversions du courant. Les valeurs de cette zone peuvent être rapprochées de la valeur statitique du pouvoir inducteur spécifique de l'eau.

4° Dans cette dernière zone, à intensité de courant égale, le pouvoir inducteur spécifique diminue, car une partie de l'énergie est absorbée par les particules qui commencent à migrer sous l'action du courant.

TABLEAU Va_1

Influence de la fréquence du courant.
Concentration de la solution : 0,33 g par litre. Intensité du courant dans le pont : 0,140 A.
$t = 18°$ C ; $C_1 = 18$; $C_0 = 0$.

Longueur d'onde (en m)	C_x	p
250	19,5	87,7
305	21	94,3
370	22,5	101
480	27	121
580	31	138,8
670	35,5	158,8
880	44,5	198,8
945	47,5	212,1
1 015	51,5	229,9
1 075	55	245,4

TABLEAU Va_2

Concentration de la solution 1,2 g par litre.
Intensité du courant dans le pont
0,125 A ; $t = 18°$ C ; $C_1 = 18$; $C_0 = 0$.

Longueur d'onde (en m)	C_x	p
1 008	88	392,1
935	81	361
903	75	334,3
815	71	316,6
667	57	254,3
615	52	232,1
550	47,5	212,1
485	40	178,8
514	33,5	149,9
374	31,5	141
298	28	125,4

TABLEAU Va_3

Concentration de la solution 0,08 g par litre.
Intensité du courant dans le récipient
$M = 0,05$ A ; $t = 18°$ C ; $C_1 = 15$; $C_0 = 0$.

Longueur d'onde (en m)	C_x	p
310	19,5	105
400	20	107,7
510	21	113
770	26	139,7
1 260	34	182,1
1 640	37	198,3
2 500	58	310,4
3 000	71,5	382,1
3 550	86	459,9
4 650	115,5	617
5 100	126	673
5 650	140	747,7

Tableau V *b*

Concentrations : I = 0,0075 ; II = 0,03 ; III = 0,06 g par litre.
Intensité du courant : 18 mA ; Température, 19° C.

I		II		III	
Longueurs d'onde en km	*p*	Longueurs d'onde en km	*p*	Longueurs d'onde en km	*p*
16,4	111	0,45	98,5	16,4	319
34,8	123	0,7	115	25,8	449
58,3	131	3,5	158	34,8	497
65,8	131	6	198	43,2	516
73,6	131	7,2	220	58,3	54,2
88,8	131	16,4	238	65,8	561
140	131	34,8	313	73,6	567
		58,3	331	88,8	567
		73,6	550	140	523
		68,8	350		
		116,4	355		
		140	353		
		250	305		

Expériences de contrôle. — Nous avons montré dans la précédente communication que l'augmentation du pouvoir diélectrique des solutions de V^2O^5 n'était pas le résultat d'une pellicule qui se serait formée sur les plaques du condensateur.

Les valeurs élevées du pouvoir inducteur spécifique auraient-elles pu être provoquées par la conductibilité des sols étudiés ?

Nous avons mesuré les capacité (C_x) de solutions aqueuses de KCl, de H^2SO^4 et d'un hydrosol ferrique. Nous avons pris trois solutions différentes pour montrer que les écarts de la valeur normale [1] de l'eau sont uniquement des erreurs dues aux conductibilités. Pour les solutions très concentrées la compensation par les résistances électrolytiques était impossible (voir tableau 6).

Ces pouvoirs diélectriques anormaux ne se modifient pas de façon appréciable ni aux diverses longueurs d'onde ni aux diverses intensités de courant ; par exemple le pouvoir diélectrique de 11,7 pour la solution de H^2SO^4 d'une conductibilité de $5{,}8\ 10^{-4}$, se retrouvait pour une longueur d'onde de 290 m. de 500 m et de 880 m.

[1] Hertwig. — *Ann. der Phys.*, t. **60** (1919), p. 1106.

TABLEAU VI

Influence de la conductibilité sur les mesures dans le dispositif expérimental employé.

NATURE DE LA SOLUTION	C_1	C_x	p	CONDUCTIBILITÉ : (K)
KCl	Impossible à compenser			1,04 10^{-2}
H^2SO^4				3,85 10^{-3}
KCl	15	45,5	243	2,10 10^{-3}
H^2SO^4	15	10,5	57	8,8 10^{-4}
KCl	15	1	6,33	6,1 10^{-4}
H^2SO^4	15	2	11,7	5,8 10^{-4}
Hydrosol ferrique	76,5	24	25,2	5,5 10^{-4}
H^2SO^4	15	6,5	35,7	4,4 10^{-4}
KCl	15	12	65	3,14 10^{-4}
Hydrosol ferrique	76,5	76,4	81	1,6 10^{-4}
H^2SO^4	15	15	81	1,5 10^{-4}
H^2SO^4	15	15	81	6,9 10^{-5}

La conductibilité des solutions d'anhydride vanadique employées se résume ci-dessous :

Concentration en g par litre.	Conductibilité K.
—	—
3.24	2,85 10^{-4}
1,20	2,20 10^{-4}
0,324	1,45 10^{-4}
0,3	1,02 10^{-4}
0,08	2,45 10^{-5}

Nous voyons que les solutions employées sont dans la zone où les pouvoirs diélectriques sont normaux ; la solution la plus concentrée aurait pu avoir un pouvoir diélectrique un peu moindre que 81.

RÉSUMÉ

La plupart des solutions colloïdales de caractère « peu solvatisé » ont le même pouvoir inducteur spécifique que le solvant pur.

Les sols d'anhydride vanadique forment une exception intéressante et cela pour deux motifs : 1° parce que leur pouvoir inducteur spécifique est très élevé ; un sol à 3 p. 1 000 a un pouvoir inducteur spécifique de 1280, qui n'est pas une valeur maxima et qui est environ 15 fois plus élevé que celui des autres liquides connus ; 2° parce que leur pouvoir inducteur spécifique, leur « constante diélectrique », n'est pas constant, n'est pas indépendant, comme pour les autres liquides connus, de l'intensité du

courant de mesure et de la fréquence (lorsqu'il n'y a pas de dispersion). L'augmentation du pouvoir inducteur spécifique trouvée, de même que l'anisotropie optique déjà observée, est provoquée par les particules de V^2O^5 en forme de bâtonnets, mais il faut qu'elles soient dirigées, arrachées au mouvement brownien désordonné. Les particules sont donc soumises à deux forces antagonistes : en les faisant varier, le pouvoir inducteur spécifique variera également ; de là l'étude de l'influence de la température d'une part, de l'intensité du courant, de l'intensité du champ électrique et de la fréquence du courant de mesure, d'autre part. Nous avons également étudié l'influence de l'âge, de l'action coagulante du passage du courant et de la concentration sur la valeur du pouvoir inducteur spécifique.

Nous tenons à remercier tout spécialement M. le Professeur Langevin, sous la direction duquel nous avons pu terminer ce travail.

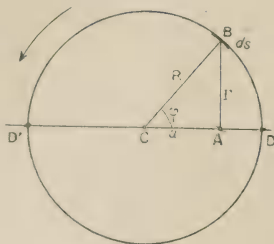
Manuscrit reçu le 10 mai 1923.



FORCE MAGNÉTIQUE PRODUITE PAR UN COURANT ÉLECTRIQUE CIRCULAIRE EN UN POINT INTÉRIEUR A CE CIRCUIT. APPLICATION DE LA FORMULE DE LAPLACE.

Par E. MATHY.

1. Soit le circuit électrique circulaire de centre C, de rayon R et d'intensité i.



Il s'agit de trouver en A la force magnétique produite par le courant; on sait que cette force est normale en A au plan du circuit. On considère un élément ds situé en B; on mène le diamètre DACD', le rayon CB, la distance BA; on représente par r cette distance, par a, CA et par φ l'angle BCAD.

La formule de Laplace appliquée à $i\,\mathrm{d}s$ donne pour le point A,

$$H = \frac{i\,\mathrm{d}s \,.\, \sin \widehat{\mathrm{d}s, r}}{r^2}. \tag{1}$$

Or, ds est un élément de circonférence :

$$\mathrm{d}s = R\,\mathrm{d}\varphi. \tag{2}$$

De plus ds appartient également à la tangente à la circonférence en B; puisque ce rayon CB est perpendiculaire à cette tangente en ce point, on a

$$\sin \widehat{\mathrm{d}s, r} = \cos \widehat{\mathrm{CB}, r}. \tag{3}$$

En outre, le triangle CBA donne :

$$\cos \widehat{\mathrm{CB}, r} = \frac{R^2 + r^2 - a^2}{2Rr}. \tag{4}$$

Les égalités (2) et (4) transforment (1) en

$$H = \frac{i}{2} \cdot \frac{R^2 + r^2 - a^2}{r^3} \,.\, \mathrm{d}. \tag{5}$$

Afin de pouvoir intégrer, il est utile d'écrire (5) sous la forme suivante :

$$\frac{2}{i} \cdot H = \frac{\mathrm{d}\varphi}{r} \cdot + \frac{R^2 - a^2}{r^3} \,.\, \mathrm{d}\varphi. \tag{6}$$

De ce que, dans le triangle CBA,

$$r = (R^2 + a^2 - 2aR\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}, \tag{7}$$

(6) devient

$$\frac{2}{i}.H = \frac{d\varphi}{(R^2 + a^2 - 2aR\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}} + \frac{(R^2 - a^2)\,d\varphi}{(R^2 + a^2 - 2aR\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}}. \tag{8}$$

En posant :

$$h = \frac{2aR}{R^2 + a^2}, \tag{9}$$

on a :

$$\frac{2}{i}.H = \frac{d\varphi}{(R^2 + a^2)^{\frac{1}{2}}(1 - h\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}} + \frac{R^2 - a^2}{(R^2 + a^2)^{\frac{3}{2}}}.\frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}}. \tag{10}$$

Cette valeur est produite en A par $i\,ds$ ou $iR\,d\varphi$; pour obtenir l'action du courant total circulaire d'intensité i et de rayon R, il faut intégrer cette expression pour φ de 0 à π et doubler : donc

$$\frac{1}{i}H_{(total)} = \frac{1}{(R^2 + a^2)^{\frac{1}{2}}}\int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}} + \frac{R^2 - a^2}{(R^2 + a^2)^{\frac{3}{2}}}\int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}}. \tag{11}$$

Les deux intégrales elliptiques ont respectivement pour valeur :

$$\left.\begin{aligned} \int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}} &= \frac{2K}{\sqrt{1+h}}, \\ \int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}} &= \frac{2E}{(1-h)\sqrt{1+h}} \\ \text{avec} \qquad k^2 &= \frac{2h}{1+h}. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

K et E étant les fonctions elliptiques complètes de première et seconde espèce, de module k (Legendre, fonctions elliptiques, t. II).

Comme

$$h = \frac{2aR}{R^2 + a^2}; \quad 1 - h = \frac{(R-a)^2}{R^2 + a^2}; \quad 1 + h = \frac{(R+a)^2}{R^2 + a^2};$$

$$(1-h)(1+h)^{\frac{1}{2}} = \frac{(R-a)^2}{R^2 + a^2} \times \frac{R + a}{(R^2 + a^2)^{\frac{1}{2}}}. \tag{13}$$

on a pour (12)

$$\left.\begin{aligned} \int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1-h\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}} &= \frac{(R^2+a^2)^{\frac{1}{2}}}{R+a}.2K. \\ \int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1-h\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}} &= \frac{(R^2+a^2)^{\frac{3}{2}}}{R^2-a^2}.\frac{2E}{R-a}. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

En remplaçant dans (11), on trouve la valeur cherchée :

$$H_{(A)} = 2i\left(\frac{K}{R+a} + \frac{E}{R-a}\right). \tag{15}$$

Les symboles K et E sont donnés par les tables de Legendre, $k^2 = \frac{4aR}{(R+a)^2} < 1$.

Cas particulier. Le point A est au centre C ; alors $a = 0$, $k^2 = 0$ et $K = E = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire

$$H_{(C)} = \frac{i.2\pi}{R}. \tag{16}$$

Nous arrivons donc au résultat suivant : *La force magnétique produite en un point intérieur d'un circuit circulaire électrique* est

$$H = 2i\left(\frac{K}{R+a} + \frac{E}{R-a}\right).$$

Au centre, elle devient

$$H = \frac{2i\pi}{R}.$$

2. Recherche des intégrales $\int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1-h\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}}$; $\int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1-h\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}}$.

Les formules (12) donnent directement les valeurs de ces deux intégrales afin de séparer la partie physique de la partie mathématique.

Soit à trouver :

$$I = \int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1-h\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}}. \tag{17}$$

On pose :

$$\cos\varphi = u\,;\quad d\varphi = \frac{-du}{\sqrt{1-u^2}}\,; \tag{18}$$

pour $\varphi = 0, u = 1$: pour $\varphi = \pi$, $u = -1$. D'où

$$I = \int_{-1}^{+1} \frac{du}{(1 - u^2)^{\frac{1}{2}} (1 - hu)^{\frac{3}{2}}}$$

$$I = \frac{1}{h^{\frac{3}{2}}} \int_{+1}^{-1} \frac{du}{\left(u - \frac{1}{h}\right) \left[(u^2 - 1) \left(u - \frac{1}{h}\right)\right]^{\frac{1}{2}}}. \tag{19}$$

Les racines du polynôme sous le radical sont :

$$-1, \quad +1 \quad \text{et} \quad \frac{1}{h}. \tag{20}$$

On annule le coefficient du terme du second degré et l'on introduit les fonctions elliptiques en posant

$$u = pv + \frac{1}{3h}. \tag{21}$$

Les racines du polynôme en pv sont :

$$-1 - \frac{1}{3h}; \quad +1 - \frac{1}{3h}; \quad \frac{2}{3h}. \tag{22}$$

En les représentant par les notations habituelles :

$$e_1 = \frac{2}{3h}; \quad e_2 = +1 - \frac{1}{3h}; \quad e_3 = -1 - \frac{1}{3h}. \tag{23}$$

Les limites d'intégration pour pv sont, en vertu de (21) :

$$\begin{cases} u = +1 \\ pv = 1 - \frac{1}{3h} = e_2 \end{cases} \qquad \begin{cases} u = -1 \\ pv = -1 - \frac{1}{3h} = e_3. \end{cases} \tag{24}$$

Dès lors, (19) s'écrit :

$$I = \frac{1}{h^{\frac{3}{2}}} \int_{e_2}^{e_3} \frac{p'v \, . \, dv}{(pv - e_1) \sqrt{(pv - e_1)(pv - e_2)(pv - e_3)}}. \tag{25}$$

Comme $\qquad p'v = -2\sqrt{(pv - e_1)(pv - e_2)(pv - e_3)}$,

$$I = \frac{2}{h^{\frac{3}{2}}} \int_{e_3}^{e_2} \frac{dv}{pv - e_1}. \tag{26}$$

Or

$$\frac{1}{pv - e_1} = \frac{p(v + \omega) - e_1}{(e_1 - e_3)(e_1 - e_2)}, \tag{27}$$

ce qui transforme (26) en

$$I = \frac{2}{h^{\frac{3}{2}}(e_1 - e_2)(e_1 - e_3)} \int_{e_3}^{e_2} [p(v + \omega) - e_1]\, dv. \tag{28}$$

$$I = \frac{-2}{h^{\frac{3}{2}}(e_1 - e_2)(e_1 - e_3)} \Big[\varphi(v + \omega) + e_1 v\Big]_{\omega'}^{\omega + \omega'}.$$

$$I = \frac{-2}{h^{\frac{3}{2}}(e_1 - e_2)(e_1 - e_3)} (\eta + e_1\omega). \tag{29}$$

On retourne aux signes de Legendre par :

$$\eta + e_1\omega = E\sqrt{e_1 - e_3} \tag{30}$$

donc (29) devient :

$$I = \frac{-2E}{h^{\frac{3}{2}}(e_1 - e_2)\sqrt{e_1 - e_3}}. \tag{31}$$

Or

$$\begin{cases} e_1 - e_2 = \dfrac{2}{3h} - 1 + \dfrac{1}{3h} = \dfrac{1 - h}{h} \\ e_1 - e_3 = \dfrac{2}{3h} + 1 + \dfrac{1}{3h} = \dfrac{1 + h}{h}. \end{cases}$$

Finalement, I s'exprime à l'aide des éléments de la question

$$\left.\begin{aligned} I &= \int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{3}{2}}} = \frac{\pm 2E}{(1 - h)\sqrt{1 + h}}. \\ k^2 &= \frac{e_2 - e_3}{e_1 - e_3} = \frac{2h}{1 + h}. \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

(Le double signe devant E tient compte du signe du radical.)

Cette méthode est applicable à

$$I = \int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}}. \tag{33}$$

En effet :

$$\cos\varphi = u; \quad d\varphi = \frac{-du}{\sqrt{1 - u^2}}.$$

$$\int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}} = \int_{-1}^{+1} \frac{du}{\sqrt{(1 - u^2)(1 - hu)}}$$

$$= \int_{-1}^{+1} \frac{1}{h^{\frac{1}{2}}} \frac{du}{\sqrt{(u^2 - 1)\left(u - \frac{1}{h}\right)}}.$$

C'est la première transformée.

Avec

$$u = pv + \frac{1}{3h}$$

$$\int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}} = \frac{2}{h^{\frac{1}{2}}} \int_{\omega'}^{\omega + \omega'} dv = \frac{2\omega}{h^{\frac{1}{2}}}.$$

C'est la deuxième transformée.

Enfin, retournant au signe K

$$\left.\begin{aligned} &\int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{(1 - h\cos\varphi)^{\frac{1}{2}}} = \frac{2K}{h^{\frac{1}{2}}\sqrt{e_1 - e_3}} = \frac{\pm 2K}{\sqrt{1+h}}. \\ &k^2 = \frac{2h}{1+h}. \end{aligned}\right\} \qquad (34)$$

Ces calculs justifient donc les résultats annoncés.

Manuscrit reçu le 9 décembre 1922.

INFLUENCE D'UNE CHARGE ELECTROSTATIQUE SUR LA CONDUCTIBILITÉ MÉTALLIQUE

Par M. H. A. PERKINS

1. — Le mécanisme de la conductibilité électrique des métaux est encore très mal connu, bien qu'il s'agisse certainement d'un déplacement des électrons périphériques des atomes du métal.

La conception primitive d'après laquelle ces électrons, séparés des atomes, existaient à l'état libre dans la masse du métal et participaient à l'agitation thermique, doit certainement être abandonnée, mais nous ne savons pas encore quelle représentation de l'état où se trouvent ces électrons, permettra de rendre compte de l'ensemble des faits de conductibilité métallique en y comprenant la supraconductivité.

Il m'a semblé intéressant de comparer les propriétés liées à l'existence de ces électrons à celles qui résultent d'une électrisation statique par excès ou défaut d'électrons par rapport à l'état normal. Lorsque le métal est électrisé négativement les électrons supplémentaires produisent-ils un accroissement de conductibilité comme on doit s'y attendre, si les conditions dans lesquelles ils se trouvent sont analogues à celles des électrons normaux? Dans cette hypothèse une charge électrostatique doit produire une augmentation ou une diminution de la conductibilité, suivant que la charge est négative ou positive. Dans cette hypothèse également, la mesure d'un tel effet devrait permettre de calculer le nombre d'électrons libres à l'état normal, la conductibilité étant supposée proportionnelle au nombre total d'électrons présents.

Un premier essai se trouve décrit dans une communication faite par moi à la séance d'avril 1921 de l'American Physical Society. La méthode employée était la suivante. Un circuit fermé et isolé comprenant un galvanomètre d'Arsonval était parcouru par un courant alternatif obtenu par induction. En même temps une différence de potentiel alternative de même fréquence que ce courant était établie entre l'ensemble du circuit isolé et le sol au moyen d'un transformateur de haute tension.

Il est facile de démontrer que si l'effet prévu existe et si une charge électrostatique fait varier la résistance d'un conducteur il en doit résulter un faible redressement du courant alternatif variable avec la différence

de phase entre celui-ci et la charge de l'ensemble du circuit et par conséquent une déviation du galvanomètre.

La grandeur de cette déviation combinée avec les mesures des autres éléments du système (capacité, résistance du circuit, amplitude du courant alternatif, différence de phase, etc.) permettait de calculer la variation de résistance en fonction du nombre d'électrons ajoutés par la charge électrostatique.

La variation de résistance ainsi déduite des mesures fut beaucoup plus grande que ne le prévoyait la théorie en admettant la conductibilité proportionnelle au nombre total des électrons présents et le nombre des électrons libres normaux égal au nombre des atomes. Ce résultat surprenant m'a conduit à reprendre l'expérience dans l'automne 1921 au laboratoire de Physique expérimentale du Collège de France. J'ai tout d'abord retrouvé le même effet mais constaté que sa grandeur variait avec la distance du galvanomètre au transformateur de haute tension et disparaissait quand cette distance devenait suffisamment grande. Il était donc évident que la déviation observée était due à la superposition au champ magnétique permanent du galvanonètre du champ alternatif produit par le transformateur. La sensibilité du galvanomètre se trouvant ainsi variable avec la phase du courant la déviation moyenne cessait d'être nulle.

Après cette constatation M. Langevin m'a suggéré d'employer une méthode plus directe et plus sensible en utilisant comme conducteurs des couches métalliques minces déposées sur verre par ionoplastie et en mesurant en courant continu leur résistance soit en l'absence soit en présence d'une charge électrostatique appelée par influence sur leur surface. A égale intensité superficielle l'influence de cette charge sur la conductibilité doit être évidemment d'autant plus grande que l'épaisseur de lame et par conséquent le nombre des électrons normaux est plus faible.

2. — La préparation de ces couches présente quelques difficultés techniques, et il peut être utile de donner ici des détails sur les dispositifs que j'ai été conduit à employer.

Le procédé finalement adopté a été le suivant : un disque de verre 7 cm de diamètre et de 4 mm. d'épaisseur était soigneusement nettoyé comme pour l'argenture et pesé sur une balance Curie. Puis il était posé sur un autre disque de verre plus large entre trois cales de verre épaisses de 1.4 cm et collé sur ce dernier disque. Le tout était posé sur un carré de verre rodé au travers duquel passaient deux tiges de laiton qui pouvaient servir soit comme anode dans la décharge ionoplastique, soit comme borne reliée à la

couche métallique mince et permettant d'introduire celle-ci dans un pont de Wheatstone et suivre les variations de son épaisseur en mesurant de temps en temps sa résistance après avoir arrêté la décharge cathodique.

Une cloche de verre rodée sur le carré recouvrait le tout et était reliée par une canalisation de verre à une trompe de Langmuir et une pompe de Gaëde en série avec une trompe à eau comme pompe préparatoire. Ce dispositif permettait d'obtenir un vide d'environ 0,005 de mm de mercure, suffisamment élevé pour les besoins de l'expérience. Un fil de platine traversait la partie supérieure de la cloche et se terminait par un crochet d'aluminium entouré par un tube de verre et relié à la cathode, dans la plupart de mes expériences, celle-ci était constituée par une lame d'or recouvrant un disque d'aluminium d'un diamètre plus grand que le disque de verre sur lequel le dépôt devait être produit. Il reposait sur les trois cales, séparées par conséquent du disque de verre central par une distance uniforme de 1 cm. Une précaution très importante fut la protection de la surface supérieure de la cathode par une lame de mica pour concentrer la décharge sur la surface inférieure. Cette précaution, comme celle du tube de verre qui entourait le fil d'aluminium, a déjà été indiquée par Curtis (1) qui a donné d'autres renseignements précieux pour la préparation des couches par ionoplastie. Enfin un vase contenant de l'anhydride phosphorique était introduit dans la cloche avant de faire le vide.

Pour produire la décharge j'ai utilisé un transformateur de 20 000 volts dont la tension était réduite d'environ de moitié par l'introduction d'une résistance convenable dans le circuit primaire. Un kénotron redressait le courant du circuit secondaire qui produisait dans la cloche une décharge intense à partir d'un vide de 0,01 de mm. Dans mes premiers essais j'ai été très gêné par la vapeur de mercure qui formait un alliage avec l'or de la cathode, l'anode de laiton, et la couche métallique déposée, mais j'ai constaté par hasard que si le filament du kénotron est mis au sol, ce qui donne à la cathode un faible potentiel positif, par rapport au sol, l'influence de la vapeur de mercure devient presque négligeable. Il est également important d'éviter autant que possible d'introduire dans la cloche des métaux susceptibles de s'allier avec le mercure.

Après chaque emploi, la cathode d'or était soigneusement nettoyée de toute trace de mercure par chauffage et traitement à l'acide nitrique.

Le vide nécessaire dans la cloche pour l'obtention d'un dépôt convenable varie avec les métaux et avec la distance entre les électrodes. Avec l'or,

(1) *Phy. Rev.*

les meilleurs résultats ont été obtenus quand l'espace obscur de Hittorf atteignait presque l'anticathode et avait une épaisseur de 8 mm. environ.

A partir d'une épaisseur de 5 mm d'espace obscur, une gaine très lumineuse, couleur d'or, apparaît au voisinage de la cathode et s'étend vers l'anticathode à mesure que le vide devient plus élevé.

3. — Les couches métalliques sur lesquelles ont porté les mesures avaient la forme de bandes rectangulaires dont la variation d'épaisseur au cours du dépôt a été suivie au moyen de la mesure de la résistance dans des expérience préliminaires que je vais indiquer tout d'abord. Pour permettre ces mesures qui ont porté également sur des bandes rectangulaires et pour connecter les deux extrémités de la bande au cours de sa formation avec le circuit de mesure, le procédé suivant a été employé. Le disque de verre central recevait d'abord une couche épaisse d'or sauf dans la région qui devait être occupée par la couche à mesurer et qui était protégée par un rectangle de verre. Ce rectangle enlevé laissait dans la couche d'or un vide rectangulaire central et des rayures radiales ont été tracées dans la couche d'or à partir des sommets du rectangle. Deux des secteurs opposés ainsi isolés dans la couche sont destinés aux connexions entre l'extérieur et les deux extrémités de la bande rectangulaire qui doit s'appuyer sur la partie interne de ces deux secteurs. Pour obtenir le dépôt de cette bande, on a découpé dans une lame de mica une ouverture rectangulaire d'environ 5 cm sur 1 cm et placé cette lame sur la couche d'or de manière à protéger les régions que ne doit pas occuper la bande. Sous cette lame de mica des bandes de papier d'étain ont été placées sur les deux secteurs d'or aux extrémités du rectangle et la lame de mica mise en position a été serrée contre le disque et les bandes par des pinces de laiton qui assuraient un bon contact entre le papier d'étain et les surfaces d'or. Le papier d'étain était enfin relié aux deux tiges de laiton qui traversaient la plate-forme de verre rodé. Le fonctionnement de ce dispostif n'a rien laissé à désirer et les résistances des couches ont pu être mesurées avec précison au cours de leur dépôt.

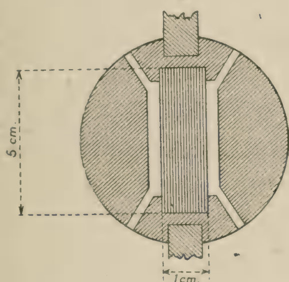


Fig. 1.

Pendant la production de la couche rectangulaire, la décharge était interrompue toutes les quinze secondes et la résistance du dépôt formée était mesurée. La résistance infinie au début diminuait au cours de la décharge et les valeurs obtenues indiquent grossièrement que la conduc-

tance n'est fonction linéaire de l'épaisseur qu'au delà d'une certaine valeur de celle-ci, probablement de l'ordre 50 millimicrons d'après Vincent [1].

Dans mes observations, la résistance restait sensiblement infinie pendant 20 secondes et tombait très vide à partir de ce moment, puis après deux minutes environ, l'inverse de cette résistance augmentait à peu près proportionnellement au temps. La courbé ci-jointe donne les résultats

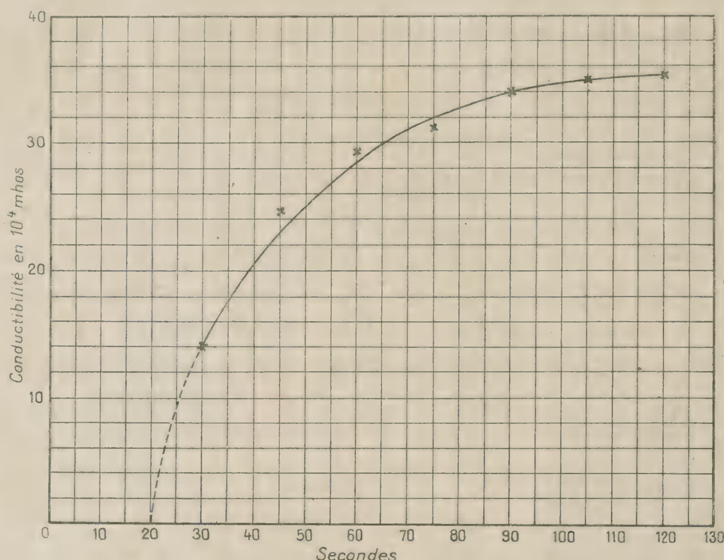


Fig. 2.

d'une série de mesures et représente la conductance de la couche en ohms, inverses des ohms en fonction du temps.

Ce résultat m'a porté à croire que la couche devait être suffisamment homogène et se comporter comme le métal massif après deux minutes de dépôt dans les conditions où j'opérais. Après cette expérience préliminaire, le disque ayant été nettoyé de nouveau, j'ai produit par une décharge de deux minutes la couche désirée sur la surface entière du disque de manière à avoir une masse de métal suffisamment grande pour être pesée avec précision. J'ai pu ainsi déterminer son épaisseur. Pour l'or le poids obtenu a été de 0,88 mg ce qui correspondait à une épaisseur de 12 millimicrons, nettement inférieure à la valeur indiquée par Vincent comme celle d'une couche homogène au métal massif.

D'ailleurs la résistance de ma couche était presque quatre fois plus

(1) G. Vincent ; *Journal de Physique*, *t.* **9** (1900), p. 87.

grande que celle calculée en lui supposant les propriétés du métal massif ce qui est bien d'accord avec les résultats de Vincent.

Comme il était très important d'avoir une épaisseur aussi faible que possible pour avoir l'effet désiré, j'ai cru préférable de ne pas pousser la décharge plus loin. L'apparence de la couche était d'ailleurs très belle même sous le microscope, de couleur jaune en lumière réfléchie et, quoique très transparente. légèrement verte en lumière transmise.

Pour étudier la variation de résistance en fonction de la charge électrostatique j'ai utilisé comme couche mince la région centrale du dépôt ainsi obtenu. Dans ce but, après la pesée du dépôt, le disque était introduit encore une fois dans la cloche. la région centrale étant couverte par un rectangle de verre à l'endroit où la couche devait rester inaltérée et un dépôt relativement épais était produit par ionsplastie puis. après enlèvement du rectangle de verre, des rainures étaient tracées le long des deux côtés du rectangle central et prolongées radialement jusqu'au bord du disque de manière à isoler la bande et deux secteurs de la couche épaisse à ses deux extrémités. Tout était alors prêt pour l'expérience principale que je vais décrire.

4. — Au moyen d'un disque de laiton de même diamètre que le disque de verre doré et d'une rondelle de mica de cinq centièmes de mm d'épaissseur j'ai construit un condensateur ayant pour armatures la couche d'or et le disque de laiton et pour diélectique le mica. L'ensemble était serré fortement par des pinces de fibre rouge séparées du condensateur par des lames de mica de manière à obtenir un isolement aussi parfait que possible. La couche d'or mince était mise en connexion avec l'extérieur de la même manière que dans les expériences où j'ai mesuré la résistance du dépôt pendant sa formation c'est-à-dire par l'intermédiaire de bandes de papier d'étain serrées entre le mica et les couches d'or épaisses aux extrémités de la couche mince.

Les deux secteurs de la couche épaisse d'or situés en dehors du circuit servaient d'anneaux de garde. Le condensateur fut ensuite couvert d'une cloche de verre reposant sur le même carré de verre doré muni des deux tiges de laiton qui servaient à relier la couche d'or au circuit extérieur. Le crochet suspendu à la partie supérieure de la cloche servait à relier le disque de laiton formant armature supérieure du condensateur, aux accumulateurs destinés à produire la charge électrostatique sur cette amature et sur la couche d'or. Pour réduire au minimun les fuites le long des surfaces du mica et du verre un cristallisoir contenant de l'anhydride phospho-

rique était introduit sous la cloche. Cette précaution réalisait un isolement à peu près parfait du disque de laiton.

Le dispositif final était le suivant. La couche mince était équilibrée dans un pont de Wheatstone sur un galvanomètre Broca, et le circuit mis au sol. Au moyen d'un coupe-circuit bien isolé le disque de laiton pouvait être relié avec un pôle d'une batterie d'accumulateurs capable de le charger jusqu'à un potentiel de mille volts. L'autre pôle de la batterie était mis au sol. Un autre coupe-circuit était employé pour décharger le condensateur ; il mettait en contact le disque de laiton et le sol. Toutes ces connexions sont montrées schématiquement dans la figure 3.

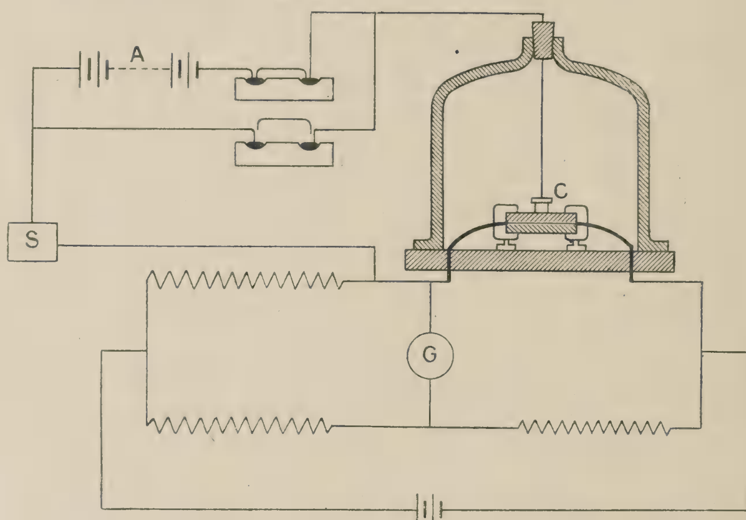


Fig. 3.

Les observations ont été très nombreuses, mais je ne donne qu'une seule série prise après minuit quand les perturbations du galvanomètre dues aux tramways passant à environ 100 m avaient cessé et que l'isolement était exceptionnellement bon. Le potentiel employé fut de 800 volts, et chaque observation complète se composait de quatre lectures du galvanomètre, deux en échangeant les deux bornes de la couche mince, et puis deux en changeant le signe de la charge du condensateur.

Ces observations étaient toujours compliquées par une petite déviation du galvanomètre due au courant induit dans le réseau de Wheatstone au moment de l'établissement du contact, et par l'effet d'une faible viscosité de la suspension, le spot restait souvent dévié de presque 1 mm.

La première colonne de la table ci-dessous indique le signe de la charge, la seconde le sens de la déviation du spot, et la troisième la

grandeur de cette déviation qui résulte d'un grand nombre de lectures, d'ailleurs presque égales. Un accroissement de résistance produisait une déviation à gauche, et une diminution de résistance une déviation à droite. Ainsi, je m'attendais à ce qu'une charge positive du laiton, qui devait induire une charge négative sur la surface de la couche d'or, produise une diminution de la résistance et une déviation du spot à droite.

CHARGE	SENS	VALEUR
+	droite	0,5 mm
+	gauche	1,0 —
—	gauche	0,5 —
—	droite	1,0 —

Les connexions de la couche pour la première et la troisième lecture étaient les mêmes, mais elles étaient échangées pour les deux autres. Ces valeurs sont si petites, et par conséquent approximatives, qu'on ne peut pas en tirer beaucoup de conclusions, sauf le résultat négatif ; que le changement de résistance dû à la charge électrostatique ne produit pas une déviation plus grande qu'un millimètre. Le fait, un peu curieux, que les déviations les plus grandes sont dans la direction contraire à la théorie, est probablement dû à plusieurs effets parasites qu'on ne peut pas entièrement supprimer par l'emploi d'un galvanomètre aussi sensible que le Broca. Le plus important parmi eux est celui du courant induit, déjà indiqué, et qui, naturellement, change de sens avec le signe de la charge.

Pour estimer la signification de ce résultat négatif, j'ai fait le calcul suivant, qui donne au moins l'ordre de grandeur de l'effet attendu et indique la sensibilité de l'appareil actuel.

Soient :

S, la conductance de la couche (inverse de la résistance).

E, la tension appliquée au condensateur.

T, l'épaisseur du mica $= 0{,}005$ cm.

t, l'épaisseur de la couche d'or calculée d'après son poids $= 1{,}2 . 10^{-6}$ cm.

d, la densité de la couche $= 19$.

F, le Faraday.

p, le poids atomique de l'or $= 197$.

c, la constante diélectrique du mica $= 8$

J'ai adopté pour les besoins du calcul l'hypothèse que les électrons ajoutés à la surface de la couche, par la charge électrostatique négative produite par influence, se déplacent de la même façon que les électrons qui participent à la conduction métallique ordinaire. Si l'on admet qu'un électron par atome joue ce rôle dans un métal non chargé, il en résulte pour la valeur $\frac{\Delta S}{S}$, l'accroissement relatif de la conductance,

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{Epc}{4\pi TFdt}.$$

Dans la plupart de mes observations E était 800 volts, ou à peu près 2.7 unités électrostatiques.

Mettons toutes ces valeurs en unités électrostatiques ; il en résulte :

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{2,7.197.8}{4\pi.5.10^{-3}.29.10^{13}.1,2.10^{-6}.19} = 10^{-5}$$

à peu près.

Il faut maintenant comparer ce résultat avec la valeur indiquée par une déviation d'un millimètre du spot, qui était la limite supérieure des perturbations observées. Une déviation d'un millimètre du spot correspondait à une variation de résistance du rhéostat de 45.10^{-5} ohms, quand le rapport des bras du pont était 10 : 100, ce qui indique un millimètre pour 45.10^{-6} ohms de la couche. Ainsi, le rapport

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta r}{r} = \frac{45.10^{-6}}{15,7} = 2,9.10^{-6}.$$

Cette valeur est trois fois plus petite que la valeur calculée.

Comme explication de ce résultat on peut admettre que les électrons superficiels dus à la charge ne sont pas libres comme je l'ai supposé, ou que l'hypothèse qu'un électron seulement par atome se déplace, dans la conduction ordinaire doit être remplacée par une autre plus compliquée où, au moins trois électrons par atome se déplacent quand un courant traverse la couche métallique.

Il est en tout cas évident que le mécanisme de la conductibilité métallique n'est pas aussi simple que je l'ai supposé en faisant le calcul, et que si une variation de résistance de l'or est produite par une charge électrostatique elle est excessivement faible.

Dans l'espérance qu'une autre substance d'un caractère tout à fait différent de l'or pouvait être influencée par une charge d'une manière mesurable, j'ai préparé une couche mince de graphite en frottant la surface d'un disque de verre, légèrement rodé, avec du graphite cristallin, et cette couche était introduite dans l'appareil déjà décrit de la même façon que la

couche d'or. Cette couche d'environ 5 cm de longueur et 1,5 cm de largeur avait une résistance de l'ordre de 1 600 ohms. Son épaisseur moyenne obtenue en la pesant comme dans le cas de l'or, était de l'ordre de 2.10^{-4} cm. Les résultats ont été fort surprenants, car avec une tension de seulement 550 volts, le spot déviait de 23 mm ; mais dans un sens inattendu, c'est-à-dire qu'une charge négative induite augmente la résistance, et une charge positive la diminue. Une charge négative donne une déviation, plus grande que pour une charge positive. En variant la tension j'ai obtenu des valeurs qui donnent une variation à peu près proportionnelle de la résistance.

CHARGE NÉGATIVE	
E	*D* A GAUCHE
85	3 mm
165	6 —
232	10 —
312	13 —
387	17 —
470	19 —
555	23 —

CHARGE POSITIVE	
E	*D* A DROITE
85	2 mm
165	5 —
232	7 —
312	10 —
387	13 —
470	15 —
555	20 —

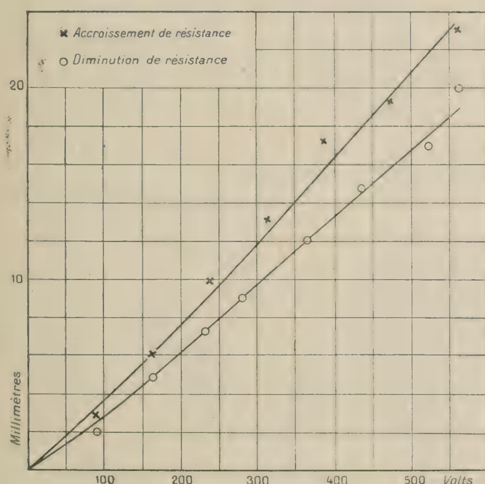


Fig. 4.

Avec cette couche dans le pont de Wheatstone une variation de résistance d'un ohm produit une déviation du spot de 135 mm ; ainsi 20 mm, donnés par + 500 volts indiquent une valeur de $\frac{\Delta S}{S}$ de l'ordre de 10^{-4}. La valeur de $\frac{\Delta S}{S}$ calculée pour cette couche chargée négativement par une tension de + 500 volts est $3,5.10^{-9}$ en supposant un électron libre par atome. La grande différence entre

les valeurs observées et calculées semble indiquer qu'il s'agit d'un effet non prévu dans la théorie que j'ai adoptée. Par exemple on peut imaginer qu'en ajoutant des électrons à une couche de graphite on empêche le fonctionnement du mécanisme de conduction par une espèce de frottement, et en diminuant le nombre normal d'électrons on facilite le déplacement de ceux qui restent. Il est aussi possible qu'une charge électrostatique puisse orienter les atomes d'une manière plus ou moins favorable à la conduction d'un courant d'électricité.

Un autre métal qui pouvait donner des résultats intéressants est le bismuth, avec ses propriétés bien connues qui indiquent un libre parcours moyen des électrons plus grand que dans les conducteurs ordinaires, et j'ai même commencé la préparation d'une couche de cette substance, mais les difficultés expérimentales m'ont empêché jusqu'à présent d'obtenir une couche suffisamment bonne au point de vue électrique.

En concluant, je désire exprimer mes remercîments les plus chaleureux à M. Langevin pour ses conseils et pour avoir mis à ma disposition les ressources du laboratoire de Physique expérimentale du Collège de France ; je remercie également M. Courtines, son préparateur, qui m'a beaucoup aidé dans ce travail.

Manuscrit reçu le 3 août 1922.



Série VI. — Tome IV. Aout 1923 N° 8.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

RECHERCHES SUR LA LUMINESCENCE PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN

Par M. A. JAUBERT de BEAUJEU.

La lecture d'un livre récent de MM. Ledoux-Lebard et Dauvillier [1], m'engage à publier les résultats que j'ai obtenus dans des recherches sur la luminescence par les rayons de Röntgen.

Ces expériences étaient en cours au moment de la guerre et n'ont pu être reprises depuis : elles montrent qu'un très grand nombre de corps, organiques pour la plupart, s'ajoutent à la liste des corps röntgo-luminescents donnée par MM. Ledoux-Lebard et Dauvillier dans le chapitre V de leur ouvrage.

1. Corps minéraux. — I. *Solution solide de terres rares.* — J'ai préparé un certain nombre de dissolutions solides de terres rares suivant la méthode de MM. Urbain [2] et Brüninghaus [3] et j'ai obtenu avec les rayons X des spectres de luminescence composés de raies et de bandes tout à fait comparables aux spectres cathodiques; ils en diffèrent par le nombre des raies et des bandes qui ont pu être décelées : cette différence semble provenir de deux causes :

1° L'énergie des rayons X est plus faible que celle des rayons cathodiques.

2° Les produits employés étaient moins purs que ceux de MM. Urbain et Brüninghaus.

II. *Sels d'uranyle.* — J'ai obtenu des résultats comparables à ceux de Wieck et les plus belles fluorescences ont été dues aux sels doubles.

III. J'ai examiné les platino-cyanures suivants : d'ammonium, de rubidium et de lithium, de baryum, de potassium, de thorium, de magnésium, qui donnent un spectre continu.

(1) Ledoux-Lebard et Dauvilliers, *La Physique des Rayons X*, Paris 1921.
(2) Urbain, *Annales de Chimie et de Physique* (1905).
(3) Brüninghaus, *Thèse de doctorat* (*Faculté des Sciences de Paris*).

Une série de sulfures phosphorescents composés, préparés suivant la méthode de Lenard et Klatt ont donné des spectres continus avec un maximum net.

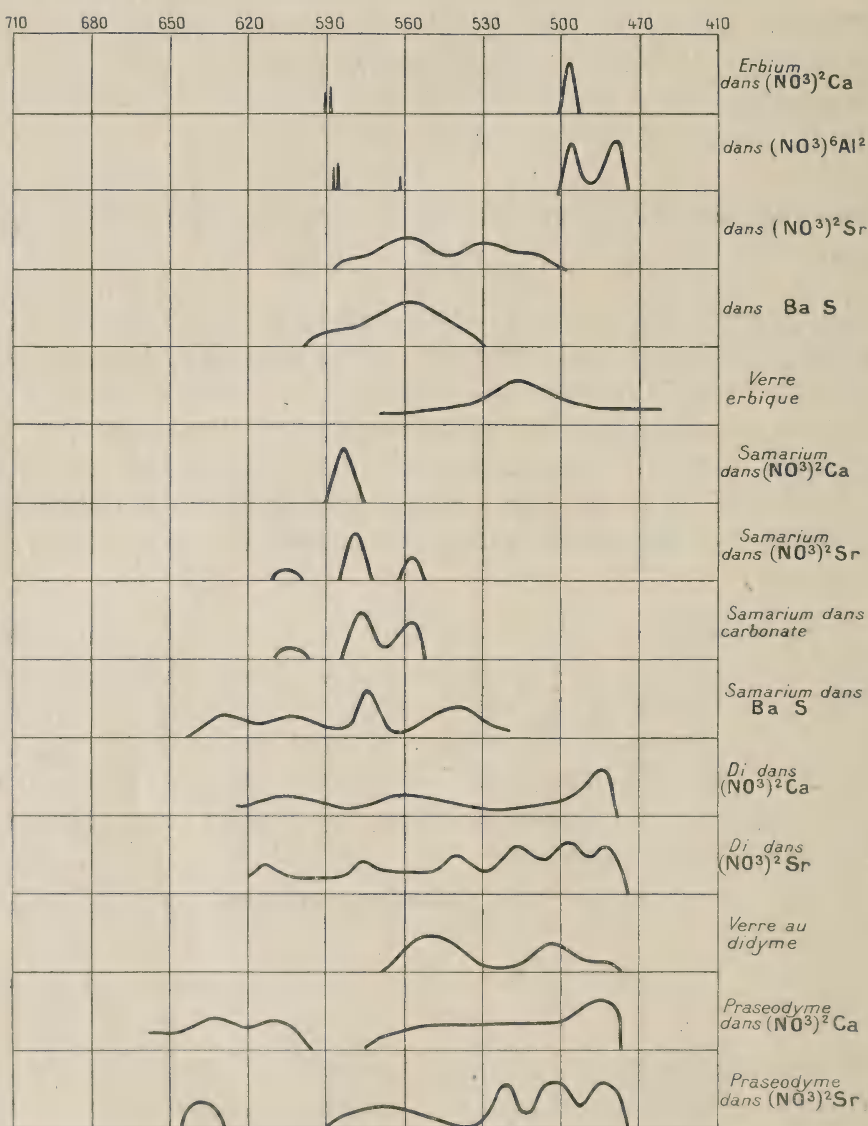
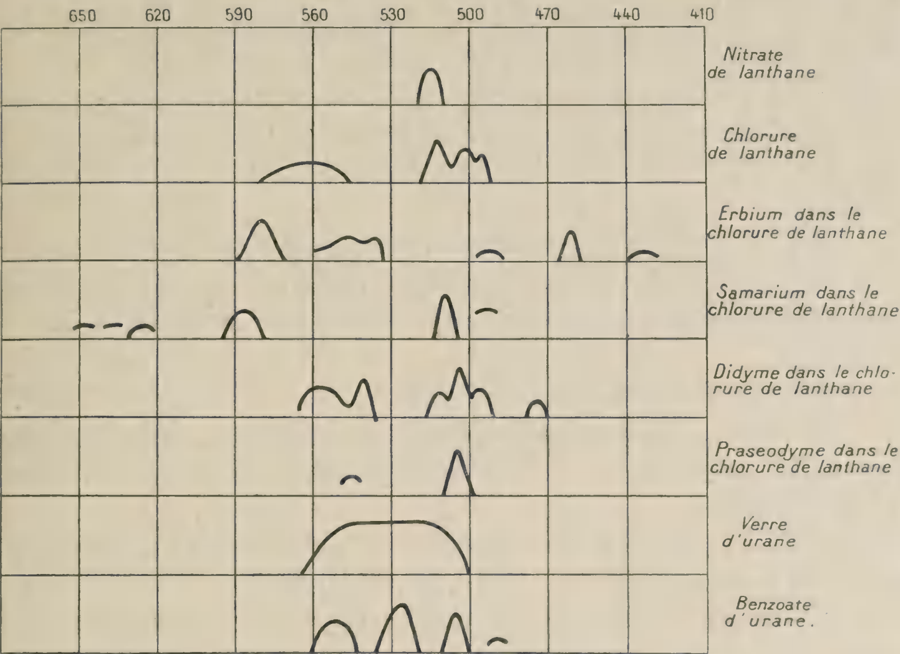


Fig. 1.

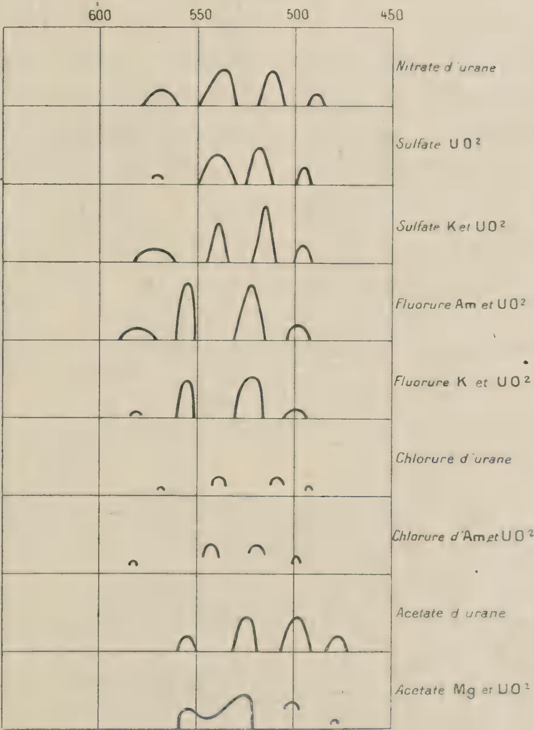
2. Corps organiques. — Remarques générales. — Pour les substances organiques la littérature est très pauvre au point de vue röntgen-luminescence ; voici ce que j'ai trouvé :

La luminescence de quelques substances organiques par les rayons X a



650
620
590
560
530
500
470
440
410
Nitrate de lanthane
Chlorure de lanthane
Erbium dans le chlorure de lanthane
Samarium dans le chlorure de lanthane
Didyme dans le chlorure de lanthane
Praseodyme dans le chlorure de lanthane
Verre d'urane
Benzoate d'urane.

Fig. 2.



600
550
500
450
Nitrate d'urane
Sulfate UO²
Sulfate K et UO²
Fluorure Am et UO²
Fluorure K et UO²
Chlorure d'urane
Chlorure d'Am et UO²
Acetate d'urane
Acetate Mg et UO²

Fig. 3.

été signalée dès la découverte de ces rayons, mais il ne paraît pas y avoir eu de recherches systématiques ni de catalogue dressé. Au début, on a proposé de faire des écrans fluorescents avec de la pentadécylparatolycétone, mais cette substance qui luit bien sous les rayons cathodiques ne luit pas du tout avec les rayons X ainsi que Precht (1) l'affirme dans deux de ses mémoires.

Au sujet des autres substances organiques Arnold (2) écrit dans son travail « Uber Luminescenz » : Les corps organiques qui avaient une belle cathodo-luminescence se sont montrés tout à fait indifférents avec les rayons X.

Voici un certain nombre de ces corps :

Anthracène, rétène, anthraquinone, benzophénol. résorcine, acide hippurique, chrysène, sel de quinine, pyrogallol, naphtaline, acide salicylique, esculine.

Kayser (3), dans son encyclopédie de spectroscopie, n'indique aucun corps organique qui soit luminescent par les rayons X.

Au sujet de l'excitation de substances organiques par les rayons X j'ai trouvé cette phrase de Kauffman (4), « j'ai fait quelques recherches pour savoir quels sont les rayons du radium qui rendent fluorescents les substances organiques.

Ces recherches ont montré que les rayons β ont le rôle le plus important, ceci est d'accord avec ce fait que les rayons de Röntgen qui sont semblables aux rayons γ, agissent quelquefois mais faiblement. »

J'ai examiné systématiquement le plus grand nombre possible de substances organiques solides en les classant par famille chimique.

Ici, bien plus que pour les substances minérales, l'emploi de l'ampoule à verre de Lindemann a son importance car un grand nombre de préparations organiques qui brillent très peu avec une ampoule ordinaire deviennent très lumineuses avec cette dernière ampoule.

Seuls les corps solides ont été examinés.

Les produits ont été achetés dans diverses fabriques de France et de l'étranger.

Les spectres étaient repérés avec un instrument à vision directe de Hilger. Le spectre ultra-violet n'a pas été recherché.

Pour avoir un faisceau de rayons X intense on faisait passer 5 à 12 milliampères dans l'ampoule. Les tableaux suivants donnent les résul-

(1) Precht, *Annalen der Physik*, t. **61** (1897). *Physikalische Zeitschrift* (1902).
(2) Arnold, *Annalen der Physik*, t. **61** (1897).
(3) Kayser, *Handbuch der Spectroskopie*, t. **4** (1908).
(4) Kauffmann, *Ber. d. Deutsch. Chem. Gesell.*, t. **37** (1904).

	NOMS	FORMULES	INTENSITÉ DE 0 A 10	SPECTRE
				600 585 570 555 540 525 510 495 480 465 450
Substitutions halogènes dans la série benzénique.	Benzène dichloré para.	Cl / Cl	3	
	Benzène dibromé para.	Br / Br	3	
	Benzène chloro-bromé.	Cl / Br	3	
	Benzène tri-chloré 1-3-5.	Cl / Cl Cl	3	
	Benzène tri-bromé 1-3-5.	Br / Br Br	3	
	Benzène tri-bromé 1-2-4.	Br Br / Br	3	
	Benzène tétrachloré.	Cl Cl / Cl Cl	5	578 continu; 539 520 506 max.
	Benzène perchloré.	Cl / Cl Cl / Cl Cl / Cl	7	620 continu; 560 539 510 max.; 465
	Benzène perbromé.	Br / Br Br / Br Br / Br	7	595; 530 510 506 max.
Halogène du toluène.	Toluène tribromé 1-2-4-5.	CH^3 Br / Br / Br	3	
	Toluène pentabromé.	CH^3 / Br Br / Br Br / Br	3	

	NOMS	FORMULES	INTENSITÉ DE 0 A 10	SPECTRE
				600 585 570 555 540 525 510 495 480 465 450
	Acide benzoïque très pur.	CHOH	9	568 ; 532 bande grise ; 488 bande grise ; 465
	Benzoate de bismuth.	Bi	8	570 asp. de bandes ; 540 max. ; 520 max. ; 495 max. ; 465
	Benzoate de lithium.	Li	7	553 ; 532 max. ; 501 ; 388
Corps divers à un seul anneau benzénique.	Acide ortho-toluidique.	CH^3 ; COOH	3	
	Acide meta.	CH^3 ; COOH	3	
	Acide para.	CH^3 ; COOH	3	
	Acide phényl-acétique.	$C^6H^5—CH^2—CO^2H$	4	
	Phényl-acétate de soude.	$C^6H^5—CH^2—CO^2Na$	4	
	Acide hydrocinnamique.	$C^6H^5—CH^2—CH^2—CO^2H$		
	Acide cuminique.	CH^3 \ CH^3 / $>CH—C^6H^4—CO^2H$	8	
	Acide cinnamique.	$C^6H^5—CH{=}CH—CO^2H$	7	
	Acide atropique.	$C^6H^5—C—CO^2H$ ‖ CH^2	0	
	Résorcine.	$C^6H^4<^{OH}_{OH}$	7	
	Acide salicylique.	$OH—C^6H^4—CO^2H$	8	
	Anhydride phtalique.	$C^6H^4<^{CO}_{CO}>O$	8	
	Paratoluidine.	$C^6H^4<^{CH^3}_{NH^2}$	5	
	Paraphénylène diamine.	$C^6H^4<^{NH^2}_{NH^2}$	5	
	Ethylisoeugénol.	$CH^3—CH{=}CH—C^6H^3<^{OCH^3}_{OH}$	8	
	Anisate de méthyle.	$C^6H^5—OCH^3$	4	
	Cocaïne.	$CH^2—CH—CH—CO—OCH^3$ $NH—CH^3$ \ $CH—O—CO—C^6H^5$ $CH^2—CH—CH^2$ /	4	

tats relatifs aux dérivés du benzène, ainsi qu'aux corps présentant plusieurs anneaux benzéniques non condensés.

SUBSTANCES A DEUX OU PLUSIEURS ANNEAUX BENZÉNIQUES, NON CONDENSÉS

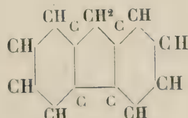
Dans cette série, les carbures sont en général solides à la température ordinaire.

NOMS	FORMULES	INTENSITÉS	SPECTRE
Diphényle.	$C^6H^5—C^6H^5$	brillant spectre aspect de bandes	570 506 488 432 488 max.
Tétra méthyldiphényle.	(2) CH^3 (4) CH^3 > $C^6H^3—C^6H^3$ < CH^3 (2) CH^3 (4)		578 553 539 520 553 max.
Triphénylbenzène.	C^6H^3 — C^6H^5 1, C^6H^5 3, C^6H^5 5	très brillant aspect de bandes	578 532 (max.) bande grise 498 482 (max.) bande sombre
Diphénylméthane.	$C^6H^5—CH^2—C^6H^5$		532 498 468 498 max.
Triphénylméthane.	$(C^6H^5)^3 \equiv CH$	peu intense spectre non repérable	
Diméthyldibenzile.	$CH^3—C^6H^5—CH^2—C^6H^5—CH^3$	peu intense	
Stilbène.	$C^6H^5—CH = CH—C^6H^5$	très brillant	520 510 bande claire 490 bande noire 470 bande bril. 456 bande noire 435 Bande bril.
Dibenzyle.	$C^6H^5—CO—CO—C^6H^5$	brillante	553 518 480 450 432 418 518 max. 480 bande noire 450 max.
Benzophénone.	$C^6H^5—CO—C^6H^5$	brillante en vert clair	408 518 bande claire 506 baude noire 498 bande claire maxima 488 fin

3. — **Carbures à plusieurs anneaux condensés.** — J'ai étudié dans ce groupe les carbures suivants et quelques-uns de leurs dérivés : fluorène, anthracène, phénantrène, chrysène, rétène, naphtalène, acénaphtène.

Tous ces carbures sont remarquables par leur fluorescence qui est très bien excitée par les rayons de Röntgen ; le moins brillant est le naphtalène

Fluorène.



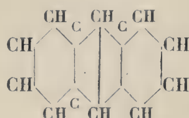
Le fluorène cru, d'un aspect jaunâtre, est luminescent, son spectre présente l'aspect de bandes claires et sombres, maximum vers 490.

Le fluorène chimiquement pur, qui est en table blanche à fluorescence violette, brille d'une façon très intense sous l'influence des rayons X. La lumière émise est bleue violette et présente au spectroscope l'aspect de bandes claires et sombres caractéristiques.

532	506	488
nébulosité	bande claire	bande sombre

465	456-455	440-432	422
claire	sombre	claire	nébulosité

Anthracène.



A) L'anthracène cru à l'aspect grisâtre est déjà lumineux par les rayons X.

B) L'anthracène purifié est en table verte, il émet une lumière verte d'intensité moyenne. Son spectre est le suivant : nébulosité très faible dans le bleu violet.

545	525-520	518-498
bande claire maxima	bande grise	bande claire

C) L'anthracène très pur en table blanche, à fluorescence violette, brille d'une façon intense avec les rayons X. Son spectre présente l'aspect de bandes claires et grises.

578	548-528	525-515	510-500
bande claire	bande claire	bande sombre	bande claire

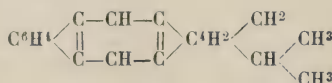
451-432	431-426	418
bande claire maxima	bande sombre	nébulosité

Anthracène dibromé. — Ce corps, sous l'influence des rayons X. donne une lumière verte assez intense.

570	525	518	510-500-493
nébulosité	bande claire	bande grise, étroite	bande claire, maxima

nébulosité faible dans le bleu violet.

Rétène.



C'est un homologue supérieur de l'anthracène.

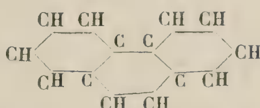
A) Rétène pour l'industrie, coloration jaunâtre foncée, brille un peu.

B) Rétène purifié, coloration jaunâtre claire, luit en bleu vert d'une façon plus intense.

C) Rétène chimiquement pur, en table blanche donne une lumière bleue violette assez intense, l'aspect de bande est moins marqué que dans l'anthracène.

539	506	488	475
commencement de la lumière	bande claire	bande grise	bande claire
450	435		
bande sombre	fin de la lumière		

Phénanthrène.



C'est un isomère de l'anthracène.

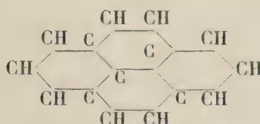
A) Phénanthrène purifié. — Coloration ocre, devient luminescent et le spectre est le suivant :

562-532-520	518	515-490
bande claire	bande noire	bande très peu intense

B) Phénanthrène chimiquement pur. — En écailles blanches donne une lumière bleu violet intense, son spectre est discontinu mais les bandes paraissent moins marquées que dans l'anthracène.

578	545	506	498
commencement de la lumière	bande claire	sombre	claire
488	468	432	
sombre	claire	fin de la lumière	

Chrysène.



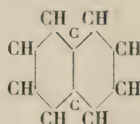
Ce corps a la même constitution que le phénanthrène avec 2 CH en plus.

A) Chrysène impur. — Petits cristaux jaune clair; luit bien par les rayons X et son spectre est remarquable par une bande très claire.

589	553	539-528	
nébulosité	bande noire	bande claire, très intense	
515	498-493	488	470
bande noire	bande claire	bande noire	clair peu intense

dans le bleu violet, nébulosité peut-être aspect de bande.

Naphtalène.



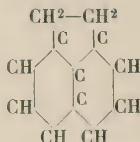
C'est le moins brillant des carbures de cette série.

A) Le naphtalène en boule de commerce luit un peu.

B) Le naphtalène cristallisé chimiquement pur brille mieux mais il a besoin d'une excitation très intense.

589	532	498
commencement de la lumière	bande claire	aspect de bande noire
488	450	
bande claire	nébulosité	

Acénaphtène.



Brille un peu mieux que le précédent, lumière jaune vert.

	578	532	
	commencement de la lumière	maximum bande claire	
506			450
bande noire large	bleu violet nébulosité avec aspect	discontinu	fin du spectre

Groupes des purines. — L'urée et ses dérivés méthylés, diméthylés, etc., ne brillent pas par les rayons X.

Le dérivé phénylé est phosphorescent ainsi que la diphenylurée, la diméthyldiphénylurée, la diéthyldiphénylurée.

L'acide diéthylbarbiturique n'est pas phosphorescent.

L'acide phényléthylbarbiturique est phosphorescent.

La théobromine cristallisée émet une lumière violette intense.

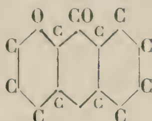
La caféine est un peu moins brillante.

Dans ce groupe l'action du radical phényl est très net sur la phosphorescence.

Par contre la caféine et la théobromine qui n'ont pas d'anneau benzénique brillent d'une façon assez intense.

Parmi les autres corps étudiés,

La Xantone.



donne un spectre brillant de 570 528 500.
max.

Conclusions. — De cette étude inachevée et incomplète on peut cependant tirer les conclusions suivantes :

1° Un très grand nombre de substances organiques solides peuvent être rendues fluorescentes par les rayons X.

2° Ce sont les substances aromatiques qui sont les plus fluorescentes, d'où on conclut que l'anneau benzénique est le principal fluorophore.

Le degré de pureté influe beaucoup sur la luminescence : plus les substances sont pures plus la lumière émise est brillante. Les substances fortement colorées n'ont pas paru être excitées par les rayons X.

Manuscrit reçu le 25 septembre 1922.



UNE BALANCE ARÉOMÉTRIQUE A LECTURE DIRECTE

Par M. R. FORTRAT.

La mesure d'une densité comporte la détermination du rapport du poids d'un échantillon de substance au poids d'un égal volume d'eau. Dans le cas des liquides on ne fait en général qu'une mesure ; pour les solides au contraire on détermine les deux poids dont il s'agit d'obtenir le rapport. M. Gasnault ([1]) remplace une pesée par une tare. Je me propose de décrire un appareil qui déduit la densité d'un solide, aussi bien que celle d'un liquide, d'une seule mesure. Il peut être gradué et donne alors la densité par une lecture directe.

1. Principe de la balance. — Les trois couteaux O, A et B sont sur une ligne brisée, les bras de levier OA et OB pouvant être très inégaux.

En A et en B peuvent être suspendus des plateaux. Le système articulé qu'ils constituent avec le fléau est réglé de façon à être en équilibre indifférent autour du couteau O.

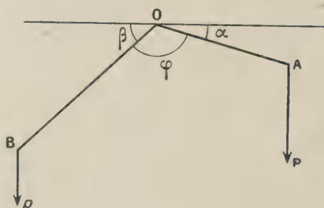


Fig. 1.

Si alors on pose dans les plateaux deux poids P et p, la position d'équilibre du fléau dépendra uniquement du rapport $\frac{P}{p}$ dont il pourra fournir une mesure. Pour que la balance donne directement la densité δ, il suffit que P soit le poids d'un échantillon de la substance étudiée et que p soit le poids de son volume d'eau.

2. Sensibilité. — Soient α et β les angles de OA et de OB avec l'horizontale et φ l'angle des deux bras de levier. Posons de plus

$$l = OA \qquad \text{et} \qquad l' = OB.$$

La condition d'équilibre est

$$Pl \cos \alpha = pl' \cos \beta$$

d'où

$$\delta = \frac{l' \cos \beta}{l \cos \alpha}.$$

([1]) *Journal de Physique*, t. 6 (1916), p. 291.

La sensibilité est la dérivée $\frac{d\alpha}{d\delta}$ qui caractérise la variation de la déviation de la balance pour une faible variation arbitraire de la densité. Le calcul donne :

$$\frac{d\alpha}{d\delta} = \frac{l}{l'} \frac{\cos^2 \alpha}{\sin \varphi}.$$

La sensibilité est d'autant plus grande que φ est plus voisin de π. Elle est infinie pour $\varphi = \pi$ $\left(\text{sauf si } \alpha = \frac{\pi}{2}\right)$.

La sensibilité est maxima pour la densité qui correspond à $\alpha = 0$.

On peut donc choisir à volonté la densité pour laquelle la sensibilité sera la plus grande. On peut aussi rendre cette sensibilité aussi grande qu'on le veut. Il n'y a pas intérêt à l'exagérer au détriment du champ de la balance, c'est-à-dire de l'intervalle dans lequel on peut mesurer les densités avec une précision suffisante.

3. Réalisation pratique. — Les fléaux OA et OB ont une longueur telle que OA soit horizontal lorsqu'on opère avec un échantillon d'une densité choisie à peu près comme la moyenne de celles qu'on aura à mesurer.

Seul le couteau B porte un plateau. Le couteau A est muni d'un simple crochet auquel on suspend l'échantillon par un fil de poids négligeable. Le fléau porte deux curseurs : l'un sur OA, l'autre sur une tige filetée passant par O et perpendiculaire à OA. En agissant sur ces deux curseurs on peut amener en O le centre des forces parallèles constituées par les poids des différentes parties du système articulé fléau-plateau.

L'angle φ est choisi d'après la sensibilité et le champ que l'on désire.

4. Balance à liquides. — Les couteaux A et B portent deux plongeurs de verre de volumes à peu près égaux et on déplace les curseurs de façon à

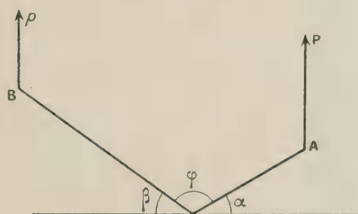


Fig. 2.

mettre le fléau en équilibre indifférent lorsque les plongeurs sont suspendus aux couteaux. On les immerge l'un dans l'eau, l'autre dans le liquide en expérience. Le rapport des poussées donne la densité.

Les forces dont on mesure le rapport sont dirigées vers le haut. Pour

la stabilité de l'appareil, il est nécessaire que la droite AB passe au-dessus de O.

Les liquides ont une densité en général assez voisine de 1. Si nous considérons d'autre part qu'on a le plus souvent à mesurer des densités de solutions aqueuses, il paraît bon de choisir 1 comme densité correspondant à la plus grande sensibilité. Les plongeurs étant tous deux dans de l'eau, OA doit être horizontal, ce qui conduit à la condition

$$OA = OB \cos \varphi.$$

En prenant $\varphi = 135°$ on doit donc faire

$$OB = OA . \sqrt{2}.$$

Une variation de densité de 1 pour 100 ferait tourner le fléau de la balance de

$$13' \text{ pour } \delta = \frac{1}{2} \quad (\alpha = 27°)$$

$$\text{de } 34' \quad \delta = 1 \quad (\alpha = 0)$$

$$\text{de } 20' \quad \delta = 3 \quad (\alpha = 63°).$$

5. Balance à solides. — On établit l'équilibre indifférent lorsque le couteau B supporte une capsule de verre. Cette capsule est destinée à recevoir l'eau déplacée par immersion de l'échantillon en expérience dans un vase à trop plein et l'échantillon est lui-même suspendu au couteau A.

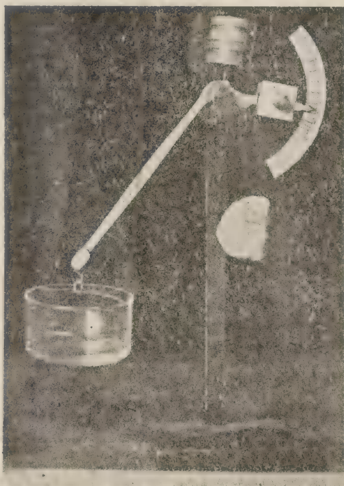


Fig. 3.

Les densités des solides sont en général très supérieures à celles des liquides. On peut se proposer de les mesurer de 1 à 10 en prenant

$$\varphi = 120°$$
$$l' = 10\, l.$$

Le fléau OA est horizontal et la sensibilité maxima pour $\delta = 5$. Il suffit alors d'apprécier le tiers de degré pour lire la densité à 1 pour 100 près.

Pour $\delta = 1$, $\alpha = 35°$. Pour $\delta = 10$, $\alpha = 60°$. La précision des lectures est deux fois moindre pour $\delta = 10$ que pour $\delta = 5$.

L'appareil reproduit dans la photographie a été construit d'après ces données.

On peut réaliser aisément une sensibilité beaucoup plus grande en réduisant le champ de la balance. Ainsi on vérifierait facilement qu'en prenant

$$l' = l \times 2\sqrt{3} = 3{,}46 \times l,$$

$$\varphi = 160°$$

et en tolérant une déviation de 30° de part et d'autre de la position d'équilibre, on mesurerait les densités comprises entre 2 et 4 et il suffirait d'apprécier le degré pour évaluer les densités voisines de 3 à $\frac{1}{1\,000}$ près.

6. Vase à trop plein. — L'eau dont le poids doit être comparé à celui de l'échantillon en expérience est déplacée d'un vase à trop plein par le corps lui-même. La difficulté qu'on éprouve à déplacer un volume d'eau déterminé constitue la principale cause d'erreur de cette méthode.

En taillant la partie inférieure du tube à déversement en biseau, on évite la formation d'une goutte de grosseur variable, retenue dans le tube par capillarité. La partie supérieure est rétrécie et recourbée en branche de siphon très courte : ce dispositif atténue beaucoup les inégalités que la capillarité entraîne dans la formation de la surface libre après l'immersion.

L'appareil dont je reproduis la photographie a été exécuté à l'Ecole professionnelle Vaucanson à Grenoble. Je suis heureux de remercier ici MM. Roumajon et Marc, directeur et chef d'atelier de cette école, pour l'aide qu'ils donnent au Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Grenoble, particulièrement défavorisé et dépourvu de moyens de travail.

Manuscrit reçu le 2 juin 1923.

REALISATION D'UN OSCILLOGRAPHE TÉLÉPHONIQUE PEU COUTEUX PERMETTANT L'OBSERVATION ET L'ENREGISTREMENT DE COURANTS DE FRÉQUENCES AUDIBLES, D'INTENSITÉ EFFICACE DE L'ORDRE DE 10 MICRO-AMPÈRES.

Par M. Raymond DUBOIS, Ingénieur E.P.C.I.
Laboratoire du Centre d'Etudes maritimes de Toulon (Var).

Le manque d'appareil de mesure sensible fonctionnant avec des courants alternatifs de fréquence musicale m'ayant considérablement gêné pour la mesure des courants microphoniques, je fus conduit en 1921 à tenter l'emploi du téléphone comme oscillographe.

Des méthodes interférentielles, telles que celle qu'indique M. Guyau dans son livre « le Téléphone, instrument de mesure », ont l'inconvénient d'être d'une réalisation délicate, nécessitant un réglage difficile à maintenir dans le travail courant, par exemple à bord d'un navire soumis à des vibrations ; de plus, il est difficile d'enregistrer les fréquences de l'ordre de 1000 p : s à cause de la faible luminosité des franges d'interférences, qui limite la rapidité de la pose photographique.

J'ai donc abandonné les procédés interférentiels, qui d'ailleurs ne donnent commodément que des amplifications du mouvement de 2000 fois environ, en utilisant simplement la multiplication par la méthode de Poggendorff.

Choix du téléphone. — Le galvanomètre est constitué par un téléphone très connu des radiotélégraphistes : l'écouteur Baldwin (S. L. City, Utah). La partie oscillante est constituée par une palette de fer doux entourée par un enroulement magnétisant que traverse le courant téléphonique. Un champ permanent perpendiculaire agit sur les deux extrémités. Le courant magnétisant aimante la palette, d'où un couple qui tend à l'amener dans le plan du champ permanent.

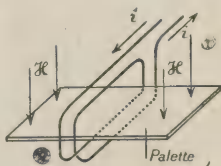


Fig. 1.

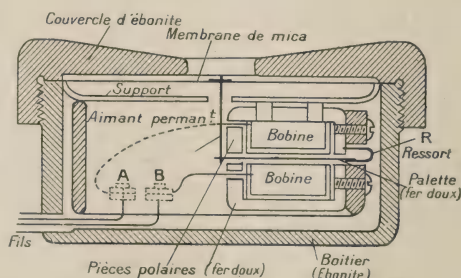


Fig. 2.

Indépendamment de tout courant téléphonique la palette est en équilibre instable dans l'entrefer de l'aimant qui crée le champ permanent. Un ressort R la maintient en une position moyenne et crée le couple élastique

de rappel. Cette palette pivote, en son milieu, autour d'un axe perpendiculaire au plan de la figure; cet axe n'est pas représenté sur le cliché 2, mais se voit sur les figures 6 et 8.

On remarque immédiatement que :

1° Pour les courants magnétisants insuffisants pour saturer la palette il y a proportionnalité entre l'aimantation qu'ils développent et l'intensité du courant; donc le couple moteur est proportionnel au courant.

2° Le ressort antagoniste impose à la palette une période propre d'oscillation; le choix d'un ressort convenable permet donc à volonté d'avoir un appareil accordé sur la fréquence la plus intéressante pour le but qu'on se propose, ou au contraire d'avoir une période propre très différente pour ne pas perturber l'enregistrement des harmoniques qu'on cherche dans le courant étudié.

3° Comme les ressorts réagissent proportionnellement aux déformations petites devant celles qui correspondent à la limite élastique, il en résulte qu'à une fréquence donnée la déformation est proportionnelle à l'intensité (tout au moins pour les valeurs de l'intensité qui ne dépassent pas quelques milliampères).

La sensibilité varie avec la fréquence car il y a résonance pour la fréquence propre de l'appareil.

Dans l'écouteur, le mouvement de la palette ne produit aucun son par lui-même, mais une tige fixée à l'une des extrémités de celle-ci est attachée au centre d'une membrane de mica et l'entraîne.

Un tel système est plus sensible que les meilleurs téléphones à membrane de fer doux (Un écouteur Baldwin de 1000 ohms de résistance est beaucoup plus sensible que les téléphones ordinaires de 2000 à 4000 ohms). Comme il a une période propre voisine de 900 dans le montage original, il transmet les sons en amplifiant de 2 à 10 fois la fin de la gamme 4 par rapport à l'intensité des autres sons qu'il émet avec une sensibilité très uniforme.

Aussi la transmission de la voix est-elle tout à fait remarquable et la réception de téléphonie sans fil excellente.

Un tel appareil est évidemment très supérieur aux téléphones à membrane magnétique pour l'oscillographie.

En effet les forces mises en jeu sont proportionnelles au produit de l'intensité d'aimantation par le champ constant, donc exactement proportionnelles à l'intensité, tandis que dans les systèmes à réluctance variable elles ne le sont que pour des amplitudes extrêmement petites.

Montage en oscillographe. — Premier montage. — Le mouvement oscillatoire transmis à la lame de mica peut l'être, de la même façon, par une légère tige fixée au centre de la membrane et articulée au bord d'un miroir très léger (de quelques millimètres carrés de surface) collé sur une aiguille

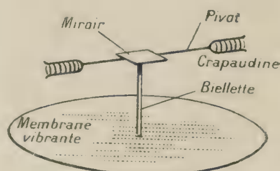


Fig. 3.

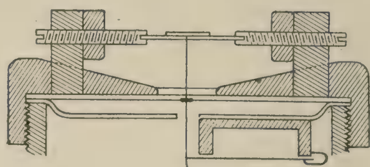


Fig. 4.

pivotant dans deux crapaudines de rubis. Si la tige transmettant le mouvement s'articule à 1 millimètre de l'axe, un mouvement de $\frac{1}{1000}$ mm fait tourner le miroir de $\frac{1}{1000}$ radian et le spot se déplace de 2 millimètres sur l'échelle à 1 mètre.

On obtient donc par cette méthode une multiplication par 2000, mais comme l'image d'un filament peut être réduite à une ligne bien plus mince qu'une frange d'interférence, on peut apprécier à l'œil nu des déviations plus petites qu'au moyen des franges.

Le montage est bien plus simple, il suffit de fixer dans le couvercle de la boîte de l'écouteur deux supports dans lesquels se vissent les porte-crapaudines. On peut utiliser des pivots rudimentaires, fonctionnant d'ailleurs d'une manière satisfaisante quand le réglage est bien effectué, en perçant suivant l'axe d'une vis de cuivre un trou conique dans lequel reposera la pointe d'acier trempé de l'aiguille. Il faut amener les vis à une position telle que les 2 pointes de l'aiguille reposent toutes deux sans jeu et sans compression au fond des crapaudines. On immobilise par des contre-écrous. L'emploi de pivots de rubis et d'axes rectifiés exécutés par un horloger est peu coûteux (une dizaine de francs par appareil) et évite un réglage très difficile pendant lequel on déforme souvent les pointes ; les frottements sont d'ailleurs plus petits, mais il faut que l'extrémité cylindrique de l'axe entre sans jeu sensible dans le trou cylindrique du rubis afin de ne pas permettre les battements de l'axe.

Pour réaliser la transmission du mouvement au miroir il faut une tige très rigide et très légère, la forme tubulaire s'impose, et c'est l'emploi d'une tige de graminée (un chaume d'épi d'avoine) qui a fourni les meilleurs résultats.

Un détail très important c'est la manière d'articuler la biellette au miroir. Un simple collage, même avec de la dissolution de caoutchouc constitue un encastrement qui diminue extrêmement la sensibilité. L'emploi d'une charnière de papier de soie donne satisfaction : on plie une languette de papier large de 2 mm et longue de 4 à 6 mm, pour former un dièdre rectangle. On colle l'une des faces sur le miroir, l'autre sur la tige d'avoine et on fait fléchir un très grand nombre de fois cette charnière quand le séchage est complet, afin de briser la couche de colle qui a pu engluer l'arête du dièdre de papier. Il ne subsiste alors que les fibres végétales. On obtient ainsi une articulation très déformable qui transmet bien les vibrations si l'on a eu soin de ne laisser que très peu d'espace entre l'arête libre et les surfaces collées.

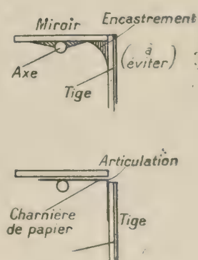


Fig. 5.

Le collage du miroir sur l'aiguille est délicat, les colles se contractent en séchant et tordent le miroir; beaucoup altèrent l'argenture. Il est avantageux de coller par le papier qui forme la charnière, dont une face adhérera au miroir, l'autre étant collée sur l'axe avec une colle à contraction aussi faible que possible (colles fusibles de préférence : par exemple, une gouttelette d'arcanson).

Différentes modifications de ces oscillographes : oscillographes symétriques, oscillographes amortis et non amortis. — On peut avec un tel appareil faire d'excellents enregistrements de radiotélégrammes. J'en ai enregistré ainsi avec un cylindre tournant lentement, couvert de papier sensible sur lequel un spot ponctuel trace une ligne mince qui s'élargit en bande pendant les points ou les traits. On obtient une bande très visible en signaux Morse ordinaire. On peut enregistrer des courants de l'ordre de 10^{-5} ampère très facilement.

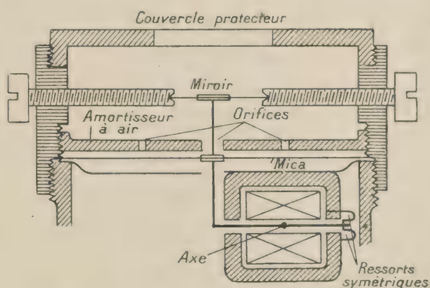


Fig. 6.

Dans certains cas on désire obtenir un appareil plus sensible et dont les déformations soient rigoureusement proportionnelles au courant. Alors il faut remplacer le ressort de rappel unique de l'écouteur par un double ressort qui donne une meilleure symétrie (car dans le téléphone Baldwin le ressort agit dans un sens et son action n'est équilibrée que par la déformation de la lame sonore de mica

qui prend ainsi une flèche initiale). La lame de mica peut être alors enlevée, on fait osciller directement le miroir en attachant sa biellette au bout de la palette de fer doux. Il en résulte une diminution de l'amortissement, que l'on peut compenser en faisant osciller la palette dans une huile convenable ou en shuntant comme un galvanomètre.

Mais l'amortissement peut être obtenu d'une manière plus élégante, en utilisant le laminage d'une couche d'air entre la lame de mica qu'on rétablit, mais sans lui donner de flèche initiale (pour ne pas créer de dyssymétrie) et près de laquelle on place à distance réglable un plafond de laiton distant de 1/2 mm environ et percé de un ou plusieurs trous. Il existe une distance qui, pour des trous donnés, amène l'appareil à l'amortissement critique.

Naturellement ceci oblige à faire pour l'appareil un couvercle spécial représenté sur la figure 6.

Par le choix du couple antagoniste on impose à l'appareil telle fréquence propre que l'on veut. On peut atteindre facilement une fréquence propre de 1 000 à 1 500 p : s.

Second montage. — Le montage précédemment décrit présente quelques inconvénients : Dans l'emploi comme oscillographe il est important que l'appareil soit fidèle, c'est-à-dire puisse être étalonné une fois pour toutes ; or les charnières de papier ne restent pas indéfiniment identiques à elles-mêmes. De plus les pivots introduisent un frottement statique dont l'effet est d'introduire un véritable seuil de sensibilité. En fonctionnement, il subsiste un frottement dynamique, plus faible, qui diminue le couple moteur d'une quantité constante, de sorte que la déviation en fonction de l'intensité du courant pour une fréquence constante est bien une droite, mais ne passant pas par l'origine (elle se déforme d'ailleurs pour les très petits déplacements parce que dans ce cas le couple de frottement est légèrement variable).

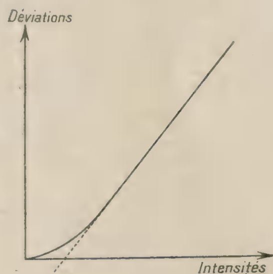


Fig. 7.

Tous ces inconvénients seraient éliminés par un montage sans frottements, or il a été possible d'atteindre ce résultat de la manière suivante. Le miroir est collé par une goutte de chatterton fondu, ou d'arcanson, sur un axe d'acier constitué par un petit cylindre de 1 millimètre de diamètre dont on taille les extrémités en couteaux d'angle de 60° environ. L'axe est porté par deux supports sur lesquels les couteaux restent appuyés par la tension du fil F (fig. 8) qui transmet les mouvements de la palette. Ce fil est

constitué par un ruban plat de bronze de section : $0.1 \times 0,8$ mm² comme celui qu'on utilise pour suspendre certains équipages mobiles. Il est enroulé sur une poulie d'aluminium sertie sur l'axe et centrée sur la ligne des arêtes des couteaux extrêmes.

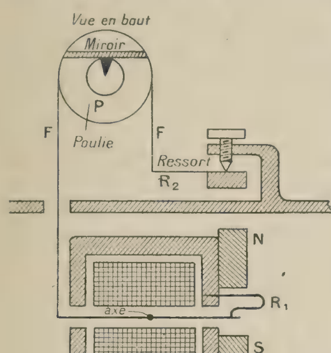


Fig. 8 *a*

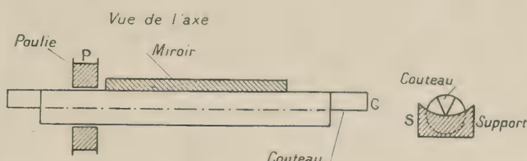


Fig. 8 *b*

Pour certains appareils, le diamètre de la poulie atteint 4 à 5 millimètres (cas où l'on veut atteindre de grandes fréquences aux dépens de la sensibilité) ; pour d'autres, il descend à 2 millimètres et même j'ai pu monter un appareil dans lequel le fil s'enroule sur l'axe (rayon 0.5 mm) sans poulie. On obtient alors une multiplication par 4 000, c'est-à-dire qu'un déplacement de 1 μ pour la palette se traduit par un déplacement du spot de 4 millimètres sur l'échelle à un mètre de distance. Naturellement ce dispositif, qui est très sensible pour les fréquences de 0 à 600 ou 800 p : s, donne plus d'inertie au système oscillant ce qui abaisse la fréquence propre. Pratiquement une poulie de 1 mm de rayon avec un miroir de 3 mm de côté perpendiculaire à l'axe permet d'atteindre par des ressorts acceptables la fréquence 1 000 p : s pour la résonance.

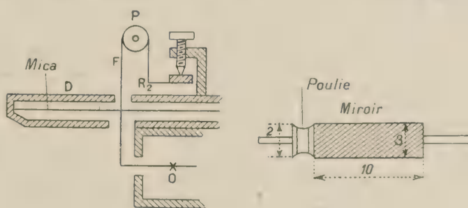


Fig. 9.

La tension du fil s'obtient par un ressort antagoniste R_2 équilibrant l'action du ressort R_1 de la palette (fig. 8 et 9). On rend réglable la position du ressort par une fixation déformable qu'une vis peut éloigner à volonté. On amène ainsi très facilement la palette au milieu de l'entrefer et l'appareil est prêt à fonctionner. Si l'on veut amortir ce genre d'instrument, on utilise le bain d'huile autour de la palette, ou l'artifice de la membrane de mica oscillant en chambre étroite. Il suffit de passer le fil dans le trou central du mica, de faire le réglage de la tension, puis de coller le diaphragme avec le fil pour une goutte de collodion.

L'emploi des couteaux d'acier trempé, sur support de bronze, permet

d'atteindre des frottements si faibles que l'on peut obtenir plusieurs cen-

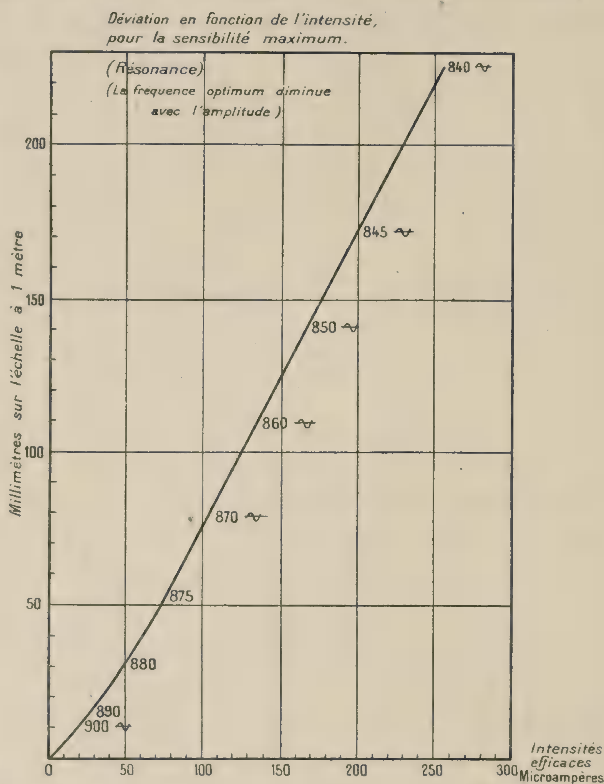


Fig. 10.

taines d'oscillations libres en excitant par un courant instantané un appareil

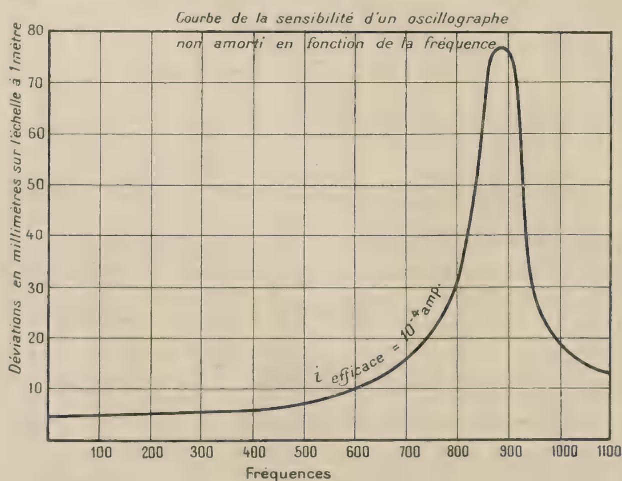


Fig. 11.

sans diaphragme. L'emploi d'un mica placé à 0,6 mm du disque supérieur D servant à ralentir les mouvements de l'air, permet de ramener à une dizaine le nombre des oscillations amorcées par choc, visibles sur l'enregistrement.

Utilisation de l'oscillographe téléphonique. — 1° Comme *indicateur* de réception : L'appareil est surtout destiné à fonctionner à la sortie d'un amplificateur. Sous cette forme il permet la détection optique de phénomènes sonores ; par exemple il est utilisé avec succès pour l'observation des échos de détonations pour certaines mesures de distance utilisant la connaissance de la vitesse de propagation des sons dans l'eau ou dans l'air (sondages par exemple).

2° *Comme galvanomètre à période extrêmement courte.* — Pour l'enregistrement de tous les phénomènes pouvant se traduire électriquement, tant que la fréquence ne dépasse pas 2 000 périodes par seconde. En particulier, l'étude des courants microphoniques a été grandement simplifiée par l'emploi d'oscillographes très amortis accordés sur des fréquences supérieures à 1 000. L'appareil permet d'observer commodément la fréquence, l'intensité, la phase et les harmoniques de courants de 10 microampères au moins, à des fréquences telles que 1 000 par exemple. On peut même sous certaines précautions obtenir des amplitudes du spot de 1 millimètre (échelle à 1 mètre) par microampère. C'est dire combien de services peut rendre ce petit appareil gros comme le poing, qui est bien plus sensible que le Duddell et peut être utilisé aussi bien au laboratoire qu'à bord d'un navire de petit tonnage et même d'un avion, où son emploi va être essayé dans un nouvean procédé de détermination de l'altitude.

Enfin l'oscillographe téléphonique fournit un procédé de mesure des plus précis pour l'évaluation des réceptions radiotélégraphiques. Il permet en même temps l'enregistremennt à grande vitesse sur papier sensible ; il fournit un moyen commode d'étudier quantitativement les propriétés des amplificateurs, l'oreille étant remplacée par l'œil ; la mesure d'une largeur de bande lumineuse donne immédiatement le courant à la sortie de l'amplificateur dans les conditions mêmes d'emploi de celui, puisque l'oscillographe possède la résistance et la self-inductance d'un téléphone de télégraphie sans fil.

L'étude des microphones (aériens et sous-marins) est également rendue des plus faciles : l'enregistrement de quelques sons-types, de quelques chocs, etc... fournit les résonances, la sensibilité aux diverses fré-

quence, etc..., par le simple examen d'une bande de papier photographique.

En acoustique sous-marine, il constitue un puissant moyen d'investigation, car il permet de garder la trace des bruits d'hélice et d'en trouver les caractères, pour le plus grand bien de la technique de l'écoute sous-marine, et peut-être même un jour de la construction même des hélices et des barres de submersibles.

Manuscrit reçu le 6 janvier 1923.



ETAT SURSATURÉ DES VAPEURS TRÈS RARÉFIÉES

par M. L. WERTENSTEIN
Laboratoire de Radiologie de la Société Scientifique de Varsovie.

1. — La condensation des vapeurs sursaturées dont les pressions saturantes sont de l'ordre de 1 cm de mercure, s'effectue d'une manière générale sur des centres de condensation (poussières, ions, etc...) préexistants ou formés artificiellement au sein de la masse gazeuse. Pour les vapeurs sursaturées ayant des pressions de l'ordre de 0,001 mm de mercure, les choses doivent se passer d'une manière différente; de telles vapeurs possèdent, en l'absence de gaz étrangers, les propriétés des gaz très raréfiés et la condensation ne peut se faire que sur les parois du récipient renfermant la vapeur.

Dans ces conditions, la condensation dépendra essentiellement de la nature des actions entre la surface de la paroi et la vapeur. D'après Knudsen (1), ces actions sont caractérisées sur un nombre ε qui exprime la probabilité pour qu'une molécule de la vapeur adhère à la paroi après un seul choc. Le nombre ε a une valeur approchée de l'unité dans le cas où la nature chimique de la paroi est identique à celle de la vapeur; si la paroi est de nature différente, ε est une fonction décroissante de la température. Pour le verre et la vapeur de mercure ε est voisin de l'unité à la température de l'air liquide et tombe, à la température ordinaire à une valeur très petite.

La variation de ε en fonction de la température présente une discontinuité, appelée par Knudsen « température critique de condensation » qui sépare les régions de condensation très rapide et très lente.

La théorie de Knudsen a été complétée par Langmuir. L'adhérence de la molécule condensée ne peut être définitive, car s'il en était ainsi, toutes les molécules de la vapeur enfermée dans un récipient finiraient par disparaître et cela, pour une valeur de ε aussi petite qu'on voudrait. D'après Langmuir il s'établit, entre la paroi et la vapeur, un régime d'adsorption, dans lequel le nombre de molécules adsorbées par unité de temps est égal au nombre de molécules quittant la paroi par évaporation. Langmuir admet que ε est, dans tous les cas, voisin de l'unité et que la marche de la condensation est régie par la vitesse d'évaporation qui est

(1) *Ann. der Phys.*, t. 50 (1916), p. 472.

grande dans la région de condensation lente, petite ou négligeable dans la région de condensation rapide. Dans ce qui suit, nous modifierons légèrement la théorie de Langmuir en admettant que les actions entre la paroi et la vapeur sont caractérisées par une grandeur unique : la vie moyenne de molécules de la vapeur sur la paroi. Cette grandeur que nous appellerons τ est égale, comme il est facile de montrer, au rapport de la densité superficielle de la vapeur condensée à la « densité d'évaporation », c'est-à-dire à la masse évaporée par unité de temps et de surface.

On prévoit et on établira expérimentalement, dans ce travail, que, dans la région de condensation lente, la vapeur adsorbée ne forme pas de couche continue ; les molécules adsorbées sont séparées par des intervalles grands par rapport aux dimensions moléculaires. Cependant, la théorie des probabilités permet de prévoir la formation des champs minuscules couverts de molécules d'une manière continue. Dans le cas de la vapeur sursaturée, ces champs serviront de noyaux de condensation ; en effet, dans la distribution discontinue une augmentation de la densité de la vapeur provoque un accroissement de la densité superficielle moyenne de la vapeur adsorbée ; un tel accroissement n'est pas possible pour un champ continu ; il y aura donc forcément croissance de ce champ, soit en étendue, soit en épaisseur. Cette croissance aboutira finalement à la formation de gouttelettes et à l'établissement définitif de l'équilibre thermodynamique.

Nous nous sommes proposés, dans ce travail : 1° d'obtenir quelques renseignements quantitatifs relatifs à la marche de la condensation lente de la vapeur de mercure sur le verre ; 2° d'étudier l'adsorption de cette vapeur sur une surface de verre. L'exécution de ce projet comportait des déterminations de la pression de la vapeur de mercure qui ont été faites par la méthode d'amortissement.

2. **Appareil.** — L'amortissement des oscillations mécaniques d'un système placé dans un gaz très raréfié est fonction linéaire de la pression de ce gaz. Pour un accroissement de pression donné, à une température déterminée, l'amortissement augmente d'une quantité proportionnelle à la racine carrée de la masse moléculaire du gaz. Pour cette raison, la méthode d'amortissement convient aux gaz lourds et en particulier à la vapeur de mercure dont le poids moléculaire est égal à 200,6.

Le dispositif adopté, après quelques essais, pour l'étude de l'amortissement dans la vapeur de mercure, est représenté schématiquement sur la figure 1. Un disque de mica (M), de 30 mm de diamètre, de 0,08 mm d'épaisseur est suspendu à un fil de verre. Le disque porte des divisions

circulaires au nombre de 100, qui ont été faites au tour, muni d'un cercle divisé, en collant le disque sur la face plane d'un cylindre métallique de même diamètre, fixé dans le mandrin. Le fil de verre a été obtenu de la manière suivante. Un tube de verre mince, lesté d'un poids de quelques centigrammes est maintenu verticalement. On approche de son milieu la pointe d'une toute petite flamme de gaz. On obtient de cette manière un fil de 2 à 3 centièmes de millimètre de diamètre, de 10 à 15 cm de longueur, d'épaisseur sensiblement uniforme et, ce qui est un grand avantage, concentrique aux bouts de tube restant. Grâce à ces bouts, on peut réaliser sans difficultés une suspension centrée, dans un plan horizontal, du disque de mica. A cet effet, le disque est percé à son centre d'un trou de diamètre exactement égal à celui d'un des bouts de tube. Introduit sur ce bout de tube, le disque est maintenu dans une position normale au tube par des rondelles de mica épais M_1 et M_2, de 5 mm de diamètre, qui l'enserrent par le bas et par le haut, comme le feraient des écrous vissés sur une tige traversant le centre du disque. Le bout de tube est évasé dans son extrémité inférieure ; c'est contre cet évasement qu'est serré le système rondelles-disque. Un fil de nickel Ni, soudé à l'extrémité inférieure du tube de verre, permet de communiquer au système des oscillations autour d'un axe vertical, au moyen d'un aimant qu'on approche de l'appareil. Le bout de tube supérieur est soudé à une tige de verre qui le prolonge et qui est soudée à son tour à l'extrémité supérieure de la « cage » constituée par un tube de 40 mm de diamètre prolongé dans sa partie supérieure par un tube de 10 mm de diamètre.

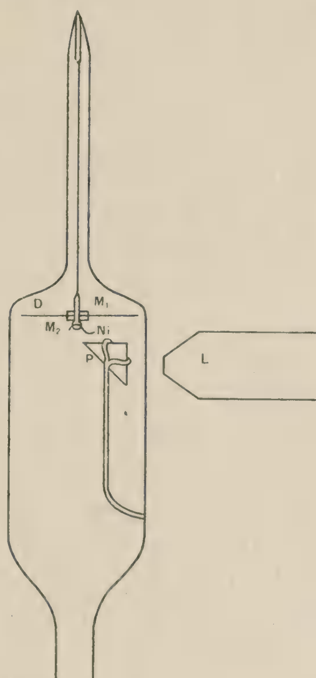


Fig. 1.

Pour observer les oscillations on se sert d'un prisme à réflection totale P fixé dans la « cage » sur un support en verre soudé à la paroi, et d'un microscope L avec oculaire à fil de réticule. L'amplitude de l'oscillation est déterminée par la division du disque qui passe par le fil de réticule au moment ou la vitesse du disque change de sens.

L'avantage manifeste de l'appareil décrit ici consiste dans la suppression totale de matières volatiles ou légèrement fusibles ce qui permet de

chauffer ses parois à une température suffisante pour éliminer les vapeurs ou gaz adsorbés.

Le décrément logarithmique Δ des oscillations du disque est donné par la relation

$$\Delta = \mathrm{Log}_{10}\, e^{\frac{\rho T}{2I}}$$

où ρ est le coefficient d'amortissement; T, la période; I, le moment d'inertie. Si l'appareil est rempli d'un gaz chimiquement pur, l'on a, à une pression p suffisamment basse

$$\rho = \rho_0 + Ap; \qquad A = \varepsilon \int r^2\, ds,$$

ds est un élément de surface du disque situé à une distance r de l'axe; ε est le coefficient de frottement extérieur du gaz étudié, donné d'après Knudsen par la relation

$$\varepsilon = 43{,}75.10^{-6} \sqrt{\frac{M}{\theta}}; \tag{1}$$

M, masse moléculaire; θ, température absolue.

Les constantes de notre appareil étaient les suivantes :

$$\int r^2\, ds = 15{,}48 \text{ cm}^4; \quad I = 9{,}62.10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ g}; \quad T = 8{,}2 \text{ s.}$$ (1)

L'étalonnage de l'appareil a été fait avec la vapeur de mercure, l'appareil étant maintenu à une température de 32°. Dans ces conditions $M = 200{,}6$, $\theta = 305$ et l'on doit avoir

$$\varepsilon = 43{,}75.10^{-6}.\sqrt{\frac{200{,}6}{305}} = 35{,}42.10^{-6}.$$

$$\Delta = \Delta_0 + \frac{35{,}42.10^{-6}.15{,}48.8{,}2.0{,}434}{2.9{,}6.10^{-2}}\, p = \Delta_0 + 1{,}02.10^{-2}\, p. \tag{2}$$

Pour vérifier la formule (2), on a fait dans l'appareil un vide aussi parfait que possible, en ayant soin de chasser les gaz occlus et on l'a séparé au chalumeau de la pompe en laissant dans l'ajutage inférieur de l'appareil une goutte de mercure. Cet ajutage se trouvait dans un bain d'eau, à une température variable $< 32°$, tandis que l'appareil lui-même était placé dans un four électrique, constitué par un fil de constantan

(1) Ces constantes sont relatives à un appareil sensiblement identique à celui décrit plus haut; il n'en différait que par la suspension, qui était métallique, et était constitué par une feuille d'Al, suspendue au moyen de vis et écrous minuscules à un fil de bronze phosphoreux. L'appareil au disque de mica a été employé dans les mesures d'adsorption dont il va être question plus loin.

enroulé sur un tube de verre. La température à l'intérieur du four était égale à 32°. On faisait varier la pression de la vapeur de mercure en faisant varier la température du bain d'eau et l'on déterminait, pour chaque pression, la valeur du decrément logarithmique des oscillations. La courbe de l'étalonnage est reproduite sur la figure 2; les abscisses sont les pressions en mm de mercure qui ont été tirées de la table donnée par Knudsen [1].

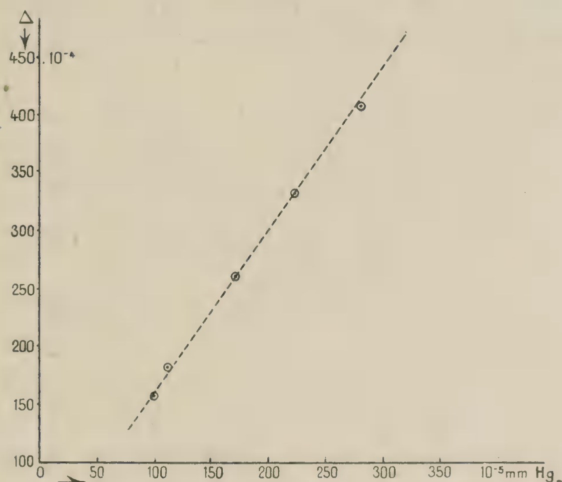


Fig. 2.

On voit que la courbe est sensiblement une droite; sa pente est égale à 14,3; en passant aux unités C. G. S., on trouve pour $\frac{d\Delta}{dp}$ une valeur de $1{,}075.10^{-2}$, légèrement supérieure à la valeur théorique $1{,}02.10^{-2}$.

Pour étudier la marche de la condensation d'une vapeur sursaturée, on maintenait l'appareil à une température constante, voisine de la température ambiante, en entourant l'appareil d'une enveloppe en verre à circulation d'eau. La goutte de mercure pouvait être maintenue à une température supérieure : à cet effet, la partie inférieure de l'appareil était entourée d'un petit four électrique.

La température de l'appareil étant voisine de 16°, on élevait progressivement la température du mercure, en déterminant pour chaque température, la valeur du décrément logarithmique. Si l'expérience n'est pas conduite trop lentement, on constate que la pression de vapeur correspond

(1) *Ann. d. Phys.* **29**, 1909, p. 179.

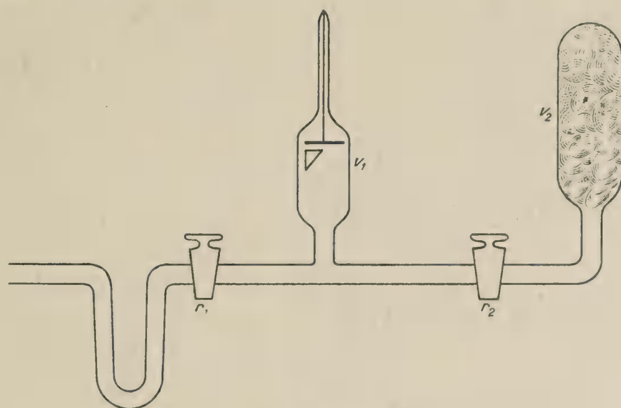
sensiblement à la vapeur en équilibre avec la goutte, tant que la température de mercure ne dépasse pas 23°. Vers 25° la pression cesse d'augmenter, pour une élévation de température ultérieure ; les valeurs de pression demeurent irrégulières et ont une tendance à diminuer. Lorsque le mercure se refroidit, les apparences ne sont pas réversibles ; les pressions sont beaucoup plus petites que dans la série des températures croissantes et sont en général voisines de la pression saturante à la température de 16°. On a là une image évidente d'une accélération progressive de la condensation, cette accélération étant liée sans doute à la formation des centres de condensation.

Si la température du mercure est maintenue constante, on peut admettre qu'il y a, à chaque instant, un quasi-équilibre dans lequel la pression moyenne au voisinage du disque dépend du rapport de la surface totale des centres de condensation à la surface de la goutte de mercure (voisine de 1 cm²). On peut chercher à évaluer le temps nécessaire à la formation d'une quantité de centres suffisante pour que ce quasi-équilibre corresponde sensiblement au principe de la « paroi froide », c'est-à dire à une pression voisine de la pression saturante à la température de l'appareil. Dans une série d'expériences où l'appareil était maintenu à une température de 15° (pression saturante 1 barye) et le mercure à 22° (pression saturante 1,9 barye), nous avons trouvé que la pression est tombée au bout d'une demi-heure à 1,3 baryes. Dans une autre expérience où la différence de température entre l'appareil et le mercure n'était que de 2° la température du mercure étant égale à 22°, la pression est tombée à celle de la « paroi froide » au bout de 3 heures environ. Nous allons utiliser dans la suite ces données qui ne peuvent avoir qu'un caractère qualitatif pour exquisser une théorie de la formation des centres de condensation.

3. Formation des centres de condensation. — Cette théorie est basée sur l'existence d'une adsorption de la vapeur de mercure par le verre. Pour étudier cette adsorption nous nous sommes servis du dispositif représenté sur la fig. 3 ; M est le manomètre à frottement extérieur, au disque de mica, séparé d'une pompe à diffusion par le robinet r_1 et un tube en U, et par le robinet r_2, d'un récipient en verre contenant 20 g de coton de verre. La surface du coton de verre était déterminée en mesurant le diamètre moyen des fils ; elle était égale à 4240 cm² environ. La surface des parois intérieures du récipient était de 100 cm² environ, de sorte que la surface totale du verre dans le récipient était égale à 4340 cm². L'espace libre dans le manomètre, le récipient à coton de verre et les tubes de communication

était égal à 350 cm³, le robinet r_2 le divisant en deux parties 1 et 2, dont le rapport était égal à 1,43.

On commençait par faire dans l'espace 1 + 2 un vide aussi parfait que possible, en plongeant le tube en U dans l'air liquide, et en chauffant le manomètre et les tubes de communication par la flamme d'un grand



Fig, 3.

brûleur Bunsen ; le récipient était chauffé pendant plusieurs heures à 300°, dans un four électrique. Les différentes parties du dispositif étant revenues à la température ordinaire, on fermait r_1 et r_2 et on déterminait le décrément Δ_0. On enlevait l'air liquide, et l'on ouvrait le robinet r_1. L'accroissement Δ_1-Δ_0 mesurait la pression de la vapeur de mercure introduite dans le manomètre. On fermait r_1 et après avoir vérifié la constance de Δ_1, on ouvrait le robinet r_2. Le décrément logarithmique baissait instantanément par suite de la raréfaction de la vapeur, cette baisse était suivie d'une autre plus lente qui indiquait que la vapeur de mercure était adsorbée par le verre. Au bout de 10 minutes, l'état de régime étant établi, on déterminait le décrément Δ_2. La quantité $v_1(\Delta_1 - \Delta_0) - (v_1 + v_2)(\Delta_2 - \Delta_0)$ est proportionnelle à la quantité de vapeur adsorbée ; nous appellerons adsorption relative le quotient de la vapeur adsorbée à la vapeur restée à l'état gazeux.

$$r = \frac{v_1(\Delta_1 - \Delta_0) - (v_1 + v_2)(\Delta_2 - \Delta_0)}{(v_1 + v_2)(\Delta_2 - \Delta_0)} = 0{,}588\,\frac{\Delta_1 - \Delta_0}{\Delta_2 - \Delta_0} - 1,$$

Dans une expérience faite à 21°, l'on avait $4\,\Delta_0 = 0{,}057$; $4\,\Delta_1 = 0{,}192$; $4\,\Delta_2 = 0{,}107$; on en tire pour l'adsorption relative r

$$r = 0{,}588\,\frac{0{,}135}{0{,}050} - 1 = 0{,}59.$$

A pression suffisamment basse l'adsorption est, d'après Langmuir, propor-

tionnelle à la concentration du gaz. On en déduit que r doit être, à température constante, indépendant de la pression. Pour vérifier ce point, on fermait $\mathbf{r}_2$ et on rétablissait le vide dans le manomètre (ce qui correspondait à la valeur du décrément Δ_0) en ouvrant $\mathbf{r}_1$ et en laissant le tube en U plongé dans l'air liquide. On fermait $\mathbf{r}_1$, on ouvrait $\mathbf{r}_2$ et, le régime étant atteint, on déterminait la valeur du décrément Δ_3. La quantité de vapeur à l'état gazeux était donc proportionnelle à $(v_1 + v_2)(\Delta_3 - \Delta_0)$; la quantité totale de vapeur étant, comme il est facile de le voir, proportionnelle à $v_1(\Delta_1 - \Delta_2)$, on trouve pour l'adsorption relative

$$r = \frac{v_1(\Delta_1 - \Delta_2) - (v_1 + v_2)(\Delta_3 - \Delta_0)}{(v_1 + v_2)(\Delta_3 - \Delta_0)} = 0,588\,\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\Delta_3 - \Delta_0} - 1.$$

L'expérience a donné pour r la valeur 0,62 en accord suffisant avec le nombre 0,59 obtenu précédemment.

Pour étudier l'influence de la température sur l'adsorption, on maintenait le récipient à une température supérieure à la température ambiante. Dans le calcul de r il fallait alors tenir compte de la « pression thermique » découverte par Knudsen, c'est-à-dire du fait que dans un gaz très raréfié les pressions sont, dans deux récipients maintenus à des températures différentes et communiquant entre eux, proportionnelles aux racines carrées de leurs températures absolues.

L'adsorption relative diminue rapidement lorsque la température s'élève : r est égal, pour 35°, à 0,37 : à 66° il est inférieur à 0,1.

Nous pouvons calculer à partir de ces données la vie moyenne d'un atome de mercure frappant la surface de verre. Soient S la surface adsorbante ; V, le volume $(v_1 + v_2)$; θ, la température absolue.

Le nombre d'atomes de mercure dans le volume V est égal à

$$2,67.10^{13}\ Vp\,\frac{273}{\theta} = 8,67.10^{15}\ p \qquad (\theta = 294,\ V = 350).$$

Le nombre d'atomes adsorbés par unité de surface est

$$8,67.10^{15}\ p\,\frac{r}{S} = 1,18.10^{12}\,p \qquad (r = 0,59,\ S = 4340). \tag{3}$$

Le nombre d'atomes tombant sur 1 cm² par unité de temps est donné d'après Knudsen par

$$n = \varepsilon\,\frac{N}{M}\,p = 43,75.10^{-6}\sqrt{\frac{200,6}{294}}.\frac{6,06.10^{23}}{200,6}\,p = 1,09.10^{17}\,p.$$

Dans un état de régime, le nombre d'atomes quittant, par unité de

temps, l'unité de surface du verre doit être encore égale à $1,09,10^{17}\, p$.

L'on a donc, en vertu de la définition de la vie moyenne,

$$\tau = \frac{1,18.10^{12}\, p}{1,09.10^{17}\, p} = 1,08.10^{-5} \text{ s.} \tag{4}$$

Conformément à (4) le nombre d'atomes adsorbés par unité de surface sous la pression de 1 barye est égal à $1,18,10^{12}$. La plus petite distance moyenne de deux atomes est égale à $9,2,10^{-7}$ cm, ce qui montre comme nous l'avons remarqué plus haut, que les atomes adsorbés ne forment pas une couche continue. Il nous reste à nous faire une idée du mécanisme possible de la formation des centres. Admettons que la plus petite agglomération jouissant des propriétés d'un centre se compose de ν atomes recouvrant d'une manière continue une surface σ. Faisons de plus l'hypothèse que la vie moyenne d'un atome faisant partie d'une agglomération plus petite qu'un centre est sensiblement égale à τ.

Dans ces conditions, on trouve facilement que la probabilité w de formation d'un centre est donnée par l'expression

$$w = \frac{(n\sigma\tau)^\nu}{1.2\ldots\nu}\, e^{-n\sigma\tau}.$$

Pour préciser les valeurs de n et σ nous supposerons que les centres de condensation ont une structure cristalline. Il semble en effet plausible d'admettre que dans un noyau formé de quelques molécules, ces dernières occupent des positions fixes. Dans ces conditions l'effet des forces qui déterminent la structure cristalline doit prédominer sur l'effet de l'agitation thermique. Cette dernière amènera à son tour la destruction de l'édifice cristallin et le passage à l'état liquide, lorsque par suite de l'augmentation du volume du cristal les molécules acquerront une facilité de circulation suffisante. Dans cette manière de voir, nous attribuerons aux centres de condensation une structure propre à l'état solide de la substance étudiée. Pour le mercure cette structure a été déterminée par Mac Keehan et Cioffi ([1]).

Le mercure forme un réseau rhomboédrique.

L'arête du rhomboèdre est égale à $3,025.10^{-8}$ cm et l'angle au sommet à 70°31'. Nous admettrons que dans les cristaux qui se forment par condensation sur une paroi sensiblement plane, l'axe ternaire est normal à la paroi, autrement dit qu'il se forme des prismes hexagonaux réguliers. Nous

([1]) *Phys. Rev.*, t. **19**, (1922), p. 444.

admettrons, de plus, qu'un prisme hexagonal élémentaire ne pourra se développer que par suite d'un hasard qui amènera simultanément c'est-à-dire dans l'intervalle de temps τ, sept atomes [1] de mercure sur une étendue σ égale à sa base. Cette base est un hexagone régulier dont le côté est égal à la plus petite diagonale des faces du rhomboèdre, c'est-à-dire à $2.3,025.10^{-8} \sin 35°15,5' = 3,5.10^{-8}$. On en tire pour l'aire de l'hexagone

$$\sigma = \frac{3.\sqrt{3}.(3,5.10^{-8})^2}{2} = 3,18.10^{-15}\ \text{cm}^2.$$

En posant $\nu = 7$ et en adoptant pour σ la valeur calculée ci-dessus, nous pouvons appliquer notre théorie à un cas particulier qui correspond à l'expérience décrite plus haut (page 285). Dans cette expérience, le mercure est à 22°; $n = 2,05.10^{17}$ (vapeur saturante à 22°); la température de la paroi froide est égale à 20° (degré de sursaturation 1,19).

Nous aurons

$$w = \frac{(2,05.10^{17}.3,18.10^{-15}\ 1,08.10^{-5})^7}{1.2.3.4.5.6.7} e^{-n\sigma\tau} = \frac{(7,05\ 10^{-3})^7}{5040} \epsilon^{-0,007} = 1,69.10^{-1}.$$

w est le nombre de centres formés en moyenne dans un temps $\tau = 1,08.10^{-5}$ s sur un champ de surface égale à $\sigma = 2.03.10^{-15}$. Par unité de temps et de surface, il se formera $\frac{w}{\sigma\tau}$ centres :

$$\frac{w}{\sigma\tau} = \frac{1,69.10^{-19}}{3,18.10^{-15}.1,08.10^{-5}} = 4,93.$$

Il est difficile d'imaginer un mécanisme grâce auquel les centres que nous envisageons comme des édifices quasi-cristallins deviendront des gouttelettes ayant des dimensions de l'ordre des épaisseurs de « couches de passage ». Une fois ce premier stage de croissance accompli, l'évolution ultérieure de gouttelettes peut être expliquée de la manière suivante. Assimilons les gouttelettes à des hémisphères reposant sur le verre par leur plan équatorial. Si les gouttelettes se comportaient vis-à-vis de la vapeur d'une manière identique à celle qui caractérise les gouttes macroscopiques, elles gagneraient $g = n - n' = 0,19\ n'$ atomes par unité de temps et de surface; $n' = 1.72.10^{17}$ est le nombre d'atomes frappant, par unité de temps, l'unité de surface, sous la pression saturante à 20° (1,59 baryes), à la température de 20°; n' est aussi le nombre d'atomes quittant, par évaporation, par unité de temps, l'unité de surface pure du mercure à 20°. En

[1] Destinés à occuper les sommets et le centre de l'hexagone.

réalité, pour les très petites gouttelettes, la croissance sera plus lente : 1° parce que le nombre d'atomes *condensés* est *tout au plus* égal à n et est certainement inférieur à n, la gouttelette étant une formation intermédiaire entre un centre qui condense mal et une goutte qui condense tout ce qu'elle reçoit; 2° parce que le nombre d'atomes *évaporés* est certainement supérieur à n', la pression saturante des gouttelettes étant supérieure à celle des gouttes macroscopiques. Pour rendre compte de ce double facteur, nous poserons, quelque peu arbitraîrement, $g = 0{,}5\,(n - n')$. En désignant par m la masse; par s, la surface; par r, le rayon d'une gouttelette; par ρ, la densité; par μ, la masse d'un atome de Hg, nous aurons :

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = 0{,}5\,(n - n')\,\mu s; \qquad s = 2\pi r^2; \qquad m = \frac{2\pi}{3}\rho r^3 = \frac{\rho}{3}\sqrt{2\pi}\,s^{\frac{3}{2}},$$

d'où

$$\frac{1}{2}s^{-\frac{1}{2}}\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t} = \frac{0{,}5\,(n - n')\,\mu}{\rho\sqrt{2\pi}}.$$

Pour effectuer l'intégration, il faudrait tenir compte de la variabilité de n; car à mesure que la condensation avance, n se rapproche de n'. Nous ferons une approximation suffisante, en prenant au lieu de $n - n'$, la moitié de la valeur initiale de cette grandeur. Nos formules deviendront ainsi :

$$\frac{1}{2}s^{-\frac{1}{2}}\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t} = \frac{0{,}25.(n_0 - n')\,\mu}{\rho\sqrt{2\pi}}; \qquad s = t^2\frac{1}{2\pi}\left(\frac{0{,}25\,(n_0 - n')\,\mu}{\rho}\right)^2 = At^2.$$

Considérons la marche de condensation au bout d'un temps $T = 12.10^3$ sur une surface $S = 150\ \mathrm{cm}^2$ sensiblement égale à la surface des parois intérieures du manomètre dans lequel nous avons étudié la condensation. Le nombre de centres formés entre t et $t + \mathrm{d}t$ sera $\frac{w}{\sigma\tau}S\mathrm{d}t$ (plus rigoureusement $\frac{w}{\sigma\tau}(S - \Sigma)\,\mathrm{d}t$; Σ étant la surface recouverte de centres et gouttelettes au temps t. Nous négligerons Σ, cette grandeur étant dans tous les cas observés petite vis-à-vis de S).

La surface totale de ces centres au temps T sera égale à

$$\frac{w}{\sigma\tau}SA\,(T - t)^2\,\mathrm{d}t.$$

La surface totale de tous les centres formés depuis $t = 0$, jusqu'à $t = T$, sera au temps T égale à

$$\int_0^T \frac{w}{\sigma\tau} SA (T - t)^2 \, dt = \frac{w SA T^3}{3\sigma\tau}$$

$$= \frac{4,93}{6\pi} \cdot \left(\frac{0,25 . 0,19 . 1,72 . 10^{17} . 200,6}{13,56 . 6,06 . 10^{23}}\right)^2 . 12^3 . 10^9 . S$$

$$= 0,261 . 3,96 . 10^{-14} . 1728 . 10^9 \, S = 1,8 . 10^{-2} \, S = 2,7 \text{ cm}^2.$$

Nous voyons qu'au bout du temps considéré (3 h. 20 m) la surface totale des centres sera de même ordre de grandeur que la surface du mercure chauffé et par conséquent suffisante pour faire tomber la pression de la vapeur à une valeur voisine de celle qui correspond à la température de la paroi froide. L'expérience indique que la réalisation de cet état demande un temps sensiblement égal au temps admis dans nos calculs. Sans parler des imperfections évidentes de la théorie qui repose sur quelques hypothèses arbitraires (nombre d'atomes et superficie d'un centre), il convient de remarquer que nous avons négligé le temps nécessaire à la transformation d'un centre en une gouttelette, ce qui donne dans notre image, un temps de condensation plus rapide qu'il ne l'est en réalité, Toutefois, il nous semble que la théorie proposée ici correspond dans ses grandes lignes à la réalité et qu'une étude plus détaillée de ce sujet tant au point de vue théorique qu'expérimental fournirait une réponse à la question relative au rôle joué par la structure cristalline dans l'état liquide de la matière.

Manuscrit reçu le 28 mai 1923.

Série VI. — Tome IV. Septembre 1923 N° 9.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

CE QU'IL SUFFIT D'UNE SOUILLURE POUR ALTÉRER LA MOUILLABILITÉ D'UNE SURFACE

Étude sur le contact d'un liquide avec un solide

par M. H. DEVAUX

En entreprenant de publier un mémoire sur la mouillabilité, je n'avais l'intention, tout d'abord, que de donner en détail l'ensemble des faits résumés dans ma communication récente à la Société française de physique [1]. Mais, très vite, j'ai été amené à examiner, dans cette vaste question de la mouillabilité des surfaces solides, sous quelle épaisseur une impureté antimouillante arrive à modifier la mouillabilité normale. C'est à ce problème étroit que se rapporte le mémoire actuel, et l'on va voir qu'il mène à reconnaître, comme les recherches précédentes, que la mouillabilité est une propriété essentiellement localisée dans une assise simple de molécules, l'assise la plus superficielle des corps.

1. Grande généralité des souillures antimouillantes. — Chacun sait que le verre, les métaux, et tous les solides en général, se mouillent mal quand ils sont enduits d'une substance grasse ou cireuse. Leur mouillabilité normale est alors remplacée par celle de l'impureté qui les recouvre, et l'on peut se demander quelle épaisseur l'enduit doit avoir pour agir ainsi? Ce problème présente un intérêt pratique, car la présence des souillures et des enduits anti mouillants est générale sur tous les corps que nous observons dans la vie courante : le verre de nos vitres en est un exemple bien connu et spécialement marqué; mais il n'est pas un ustensile dans nos maisons, dans nos usines, et dans nos laboratoires, qu'il soit en verre, en métal, en bois ou en papier, qui n'en soit plus ou moins couvert; ceci a lieu encore plus pour nos vêtements et pour notre propre corps, comme pour le corps des animaux et des plantes. Les poussières de l'air, la surface des eaux, les pierres et les particules même du sable et de la terre végétale

[1] H. Devaux. Sur la mouillabilité des surfaces solides (lames minces, cristaux, substances cireuses, etc.) et sur l'orientation des molécules superficielles. (*Bull. de la Société française de physique*, séance du 16 février 1923).

en sont également couverts d'une manière très habituelle, comme j'ai eu l'occasion de le démontrer (1), de sorte que les surfaces des corps ne sont pour ainsi dire jamais à nu; des impuretés les recouvrent toujours et se présentent les premières aux actions extérieures, en montrant leurs propriétés propres à la place de celles de la substance. Aucun contact ne s'établit sans leur intermédiaire et les physiciens sont obligés de s'en préoccuper sans cesse, dans toutes leurs recherches, soit pour les écarter, soit pour tenir compte de leur action propre.

Du reste, la nature de ces souillures est certainement variée, de même que leur origine, mais peut-être pas autant qu'on serait porté à le penser; elle est inconnue encore dans la plupart des cas, ou seulement présumée (sécrétions cutanées, fermentations, etc.) et il en est de même de l'épaisseur minima sous laquelle ces souillures arrivent à modifier telle propriété physique, la mouillabilité en particulier. Il y a pourtant un intérêt réel à connaître cette épaisseur, puisqu'elle règle les rapports de l'eau avec tous les corps usuels et l'adhérence de cette eau aux surfaces. Nous avons ici un moyen d'aborder, sous un aspect peu envisagé habituellement, la grande question du contact, des attractions de contact et de leur variation avec la distance, ce qui apporte des éléments nouveaux à l'étude des couches de passage. Il y a là tout un ensemble d'avantages qui justifient l'étude que j'ai entreprise.

2. Conditions et méthode. — Il faut, pour mener à bien une telle étude, choisir une *méthode* et en réaliser les *conditions* d'application :

1° *Méthode.* — La mouillabilité n'est pas jusqu'à présent une propriété susceptible de mesures. Il m'a fallu choisir au milieu des manifestations de cette propriété, celles qui m'ont paru susceptibles d'une appréciation qualitative et d'un emploi expérimental facile.

2° *Conditions de propreté initiale.* — J'ai choisi le verre comme substance facile à manipuler et à nettoyer: le nettoyage doit aboutir à enlever toutes les souillures antimouillantes qui existent normalement sur les lames de verre.

3° Il faut ensuite, sur ces lames propres, réaliser le dépôt artificiel de pellicules antimouillantes bien uniformes, sous des épaisseurs mesurables aussi petites qu'on voudra. Il faut enfin avec les lames ainsi garnies, appliquer la méthode choisie pour l'appréciation de la mouillabilité.

3. Méthodes d'appréciation de la mouillabilité. — Bornons-nous à une simple énumération :

(1) H. Devaux. Sur la présence d'un enduit antimouillant à la surface des particules du sable et de la terre végétale. *Comptes Rendus de l'Ac. des Sciences*, 1916.

1° *Essai d'obtention d'une pellicule d'eau sur le solide.* — Un corps mouillable, trempé dans l'eau, en sort recouvert d'une pellicule qui, ou bien persiste (mouillage parfait), ou bien se rétracte (démouillage). Il y a dans ce degré de persistance un moyen d'apprécier la mouillabilité.

2° *Adhérence d'une goutte d'eau.* — Si l'on dépose une goutte d'eau sur une surface solide, elle adhère toujours. Mais cette adhérence peut être extrêmement faible (cire, noir de fumée, feuille de chou, plumes de canard, etc.) : dans ce cas la goutte devient sphérique et peut arriver à tomber sous son propre poids ; ou au contraire l'adhérence est très forte et la goutte devient très plate : dans ce dernier cas il peut y avoir même extension, c'est-à-dire grimpement du liquide sur le solide. On doit du reste examiner dans tous les cas les déplacements naturels ou artificiels de la goutte, et les efforts nécessaires pour les effectuer (arrachement ou glissement).

3° *Formation d'une buée.* — Si l'on souffle sur une surface solide froide il se produit une buée, c'est-à-dire des gouttelettes plus ou moins fines, ce qui revient au dépôt d'une multitude de gouttes d'eau ; mais ces gouttes étant petites, très rapprochées et très nombreuses, les résultats d'ensemble sont distincts de ceux donnés par une grosse goutte isolée.

4° *Essai de mise en flottement de particules solides.* — C'est l'expérience classique faite avec l'aiguille d'acier : elle flotte quand elle est cirée, elle plonge quand elle ne l'est pas. J'ai employé cette méthode pour apprécier la mouillabilité de la terre végétale et aussi tout dernièrement des cristaux (¹).

5° *Atmosphères superficielles.* — Un corps solide étant submergé se met en contact intime avec le liquide s'il se mouille bien ; dans le cas contraire il retient souvent les bulles aplaties ou atmosphères superficielles (²) : méthode employée pour reconnaître l'immouillabilité des lames minces de CuS. (³).

Parmi ces diverses méthodes d'appréciation, j'ai donné la préférence à la première dans le travail actuel. Ce n'est pas que les autres soient sans valeur. La méthode de la buée, en particulier, est pleine de promesses. Mais ce n'est que tout récemment que j'ai découvert que ce phénomène si simple varie d'une manière extraordinaire avec le degré de mouillabilité de la surface et peut, dès lors, être employé méthodiquement pour l'étude de cette mouillabilité.

4. Examen spécial de la méthode adoptée. — Le mouillage d'une lame

(¹) DEVAUX. *Loc. cit.*, p. 2.
(²) GERNEZ, MERGET. [Voir DEVAUX, *Thèse*, Sciences Naturelles, 1889].
(³) DEVAUX. *Loc. cit.*, p. 1.

de verre par simple trempage dans l'eau donne lieu aux observations suivantes :

1° Si le verre, à la sortie de l'eau, reste garni d'une pellicule continue et persistante, la mouillabilité doit être considérée comme parfaite relativement au mode d'appréciation adopté.

2° Si au contraire il en ressort sans eau adhérente, sa mouillabilité est considérée comme nulle.

3° Entre ces deux cas extrêmes il se produit un *démouillage* plus ou moins marqué comme vitesse et comme surface. Le corps sortant de l'eau se montre d'abord garni d'une pellicule continue, mais cette pellicule se rompt bientôt en un point, et la pellicule se rétracte en laissant le verre à nu.

Il arrive du reste souvent que la rupture spontanée ne se produit pas quoique la mouillabilité soit médiocre. Il suffit alors d'approcher un fil de verre chauffé ; la pellicule d'eau se rompt alors, la rétraction commence et se propage en direction centrifuge, si au contraire le mouillage est bon le petit cercle de démouillage local ne grandit pas.

La vitesse de la rétraction de la pellicule d'eau sur elle-même, c'est-à-dire du démouillage, permet d'apprécier qualitativement la grandeur relative des attractions contraires que subit la lame. Une rétraction rapide montre que l'attraction du liquide par le solide est très inférieure à l'attraction du liquide pour lui-même. Et inversement une rétraction paresseuse montre qu'il y a presque équilibre. On pourrait, sans doute, mesurer ces vitesses de démouillage et apprécier quantitativement l'attraction différentielle, c'est-à-dire le degré d'immouillabilité... Mais cette mesure serait d'ordinaire très aléatoire, parce que, sur une même lame, les vitesses de démouillage varient ; la pellicule liquide va plus vite en certains points, moins en certains autres, de sorte que la bordure, ou ligne limite de rétraction, est toujours irrégulière. Et même cette irrégularité est assez forte d'ordinaire pour déterminer l'abandon en arrière de fragments de pellicule, là où la rétraction est la plus paresseuse ; ces lambeaux se résolvent souvent ensuite en gouttes isolées qui prennent à la fin une forme aplatie ou convexe selon les degrés d'immouillabilité. Du reste un examen attentif du retrait, sur la ligne limite, fait au microscope ou à la loupe, montre qu'en réalité le retrait se fait toujours par à-coups successifs, c'est-à-dire par des ruptures brusques des adhérences avec le solide, chaque rupture locale étant suivie d'un retrait rapide mais vite arrêté. En même temps, il y a abandon de gouttelettes plus ou moins [petites, sur la surface du verre laissée à nu.

On voit, par cette description, qu'une étude attentive de la persistance d'une pellicule mouillante, et de sa rétraction quand il y a démouillage, donnent des indications précieuses et faciles à apprécier sur la mouillabilité des surfaces solides par les liquides.

Nous verrons du reste, dans un autre travail que cette méthode est insuffisante pour apprécier une mouillabilité vraiment parfaite ; car, comme je viens de le dire, il y a toujours gène au retrait d'une pellicule ; quand les efforts différentiels qui tendent à produire la rétraction sont trop petits, la pellicule persiste, quoique la mouillabilité puisse n'être pas parfaite.

5. Obtention de surfaces propres, c'est-à-dire ayant une bonne mouillabilité. — On sait qu'une surface de verre absolument neuve, formée par exemple par rupture d'un gros bloc, a une mouillabilité parfaite. Trempée dans l'eau, elle en sort bien mouillée, et garde la pellicule d'eau persistante jusqu'à évaporation complète. Mais il n'en est pas de même, quand la surface est depuis quelque temps exposée à l'air : peu à peu sa mouillabilité diminue. Cette modification s'effectue bien plus vite si les lames sont touchées avec les doigts, à cause des traces de matières grasses qui s'attachent alors à elles. Cependant les lames employées en microscopie, quand elles sont tout à fait neuves, se mouillent souvent assez bien. On améliore beaucoup le mouillage en les frottant avec une pâte formée avec du talc ou du carbonate de chaux délayés dans l'eau ; c'est la méthode courante employée pour nettoyer les vitres et j'ai reconnu que, pour *de simples essais préliminaires*, elle assure rapidement une mouillabilité satisfaisante : Il suffit, après le frottage de la pâte, de laver la lame de verre à grande eau pour enlever la poudre adhérente. On met ensuite la lame de verre à sécher, ce qui permet d'observer que la pellicule d'eau ne se rétracte pas pendant l'évaporation, si du moins le nettoyage a été bien fait.

Je n'ai pas eu besoin d'employer le nettoyage chimique, par exemple le traitement à l'acide sulfurique additionné d'acide chromique, par lequel on obtient avec certitude un nettoyage excellent. Il est probable du reste que je n'aurai pas à employer cette méthode laborieuse, car j'ai eu l'occasion de trouver récemment une méthode beaucoup plus rapide et extrêmement simple donnant un nettoyage des lames tout aussi parfait. Elle consiste dans *un simple flambage de la surface*. Chacun pourra le vérifier facilement en faisant l'essai sur une lame de verre, graissée par les doigts ou autrement, et se mouillant par conséquent très mal. Si l'on passe rapidement (en moins d'une seconde) une portion de cette lame devant une flamme et qu'on la trempe aussitôt dans l'eau, on constate que la partie

flambée, rempée dans l'eau, après refroidissement, se mouille parfaitement : elle garde une pellicule continue et persistante, tandis que l'eau se retire rapidement de la partie non flambée. La dernière partie des expériences rapportées dans ce mémoire ont été faites par un nettoyage à la flamme.

Dans tous les cas, du reste, une précaution essentielle à prendre, une fois les lames nettoyées est d'éviter le contact des doigts, cette précaution est spécialement nécessaire quand la lame est encore humide, car alors la matière sébacée, s'étendant sur l'eau, produit un démouillage rapide et reste ensuite sur le verre. L'emploi d'une pince chirurgicale à forci-pression permet de manipuler les lames sans les toucher et m'a donné d'excellents résultats. Pour la dessiccation des lames mouillées il est bon de procéder surtout par égouttage et évaporation. Toutefois, sur la fin de l'égouttage, on peut procéder à un essuyage rapide avec du papier à filtre sec. Cet essuyage n'abandonne aucune impureté, s'il est rapidement effectué.

6. **Dépôt artificiel de pellicules anti-mouillantes.** — Sur une lame ainsi préparée et se mouillant bien, il est facile de constater que le dépôt artificiel d'un enduit gras ou cireux quelconque altère immédiatement la mouillabilité. C'est ce que nous avons indiqué tout à l'heure pour la matière sébacée venant des doigts ; c'est ce que l'on peut constater aussi facilement en frottant la surface sèche avec un papier ou un linge préalablement enduit de cire, de graisse ou d'huile.

Par trempage dans l'eau, on voit qu'alors l'eau se rétracte avec une grande énergie des régions ainsi souillées. On obtient le même résultat en mettant sur le verre des gouttes d'une solution de cire, d'huile ou de paraffine dans un dissolvant volatile, tel que la benzine, ce qui met sur la voie d'une méthode permettant de déposer sur le verre des poids connus de substances antimouillantes.

La méthode est applicable, mais elle présente des difficultés d'ordre pratique. Lorsqu'en effet, de la benzine est déposée sur le verre, elle refuse le plus souvent de s'étendre notablement parce que l'évaporation rapide d'un liquide très volatil vient apporter des perturbations de la tension superficielle de la lame liquide. Cette évaporation abaisse sa température et augmente sa tension superficielle, d'une manière irrégulière du reste, de sorte qu'une lame uniforme de benzine se résout très rapidement en gouttes discoïdes séparées.

Pour parer à cette difficulté il faudrait pouvoir étendre continuellement la goutte. C'est ce que j'ai réussi à faire par une action purement mécanique qui consiste à balayer le liquide au moyen d'un fil de verre jusqu'à

la fin de l'évaporation. La solution de benzine et finalement la cire sont alors étendues sur une surface nettement délimitée. On pourrait craindre, il est vrai, que ce mode d'extension fut trop grossier, cependant il a donné des résultats intéressants comme on va le voir.

Il présente, du reste, l'avantage de permettre de n'étendre la goutte que sur telle surface déterminée d'avance, 10 cm^2 par exemple, à bords bien rectilignes. De la sorte, quand on fait l'essai de mouillage, on voit nettement que la pellicule liquide ne se rétracte que sur la région qui a reçu l'enduit.

7. **Essais de mouillabilité des lames de verre.** — Une lame nettoyée doit, après mouillage, garder une pellicule d'eau continue persistant jusqu'à évaporation complète sans se rétracter. En général si la rétraction doit se produire elle se manifeste au cours de la première minute.

Pour mouiller la lame on peut opérer de deux manières :

1° La tremper verticalement dans l'eau distillée, à surface récemment essuyée, et la sortir doucement.

2° La tenir horizontalement et passer rapidement sur elle une baguette de verre sortant de l'eau. La baguette abandonne sur le verre une pellicule d'eau uniforme et peu épaisse.

Dans les deux cas la pellicule d'eau doit se maintenir sur les parties gardées mouillables, tandis qu'elle se rétracte sur les parties artificiellement rendues non-mouillables. Quand il y a doute, je touche rapidement la surface humide avec une pointe chauffée ; l'eau quitte localement le verre, donnant un tout petit cercle sec. Ce cercle sert d'amorce au démouillage si celui-ci tend à se produire : sinon il reste invariable.

8. **Expériences avec la cire du Japon (tripalmitine)** [1]. — Marche d'une opération.

1° Les premiers essais ont été faits au moyen d'une solution de cire du Japon (tripalmitine) à 0,002 dans la benzine. Un tube effilé servant de compte-gouttes me donnait des gouttes pesant 1 : 90 gramme.

Une lame de verre est essayée au point de vue du mouillage par l'eau, elle conserve une pellicule d'eau continue et persistante. Après égouttage, j'essuie l'humidité qui reste avec du papier à filtrer sec ; la surface du verre étant sèche, je dépose sur elle une goutte de la solution de cire et j'étends aussitôt cette goutte sur une portion du verre en promenant de droite et de gauche un fil capillaire de manière à garnir une surface déterminée. Très vite la benzine s'évapore laissant la cire à sec.

[1] Je n'ai pu employer la tripalmitine pure, parce qu'elle ne donne pas, même sur l'eau, des lames monomoléculaires ; les molécules y forment des agrégats.

La lame de verre, essayée de nouveau au mouillage, montre que sa surface est maintenant devenue immouillable partout où de la cire a été déposée et là seulement. Même lorsque l'on garnit la presque totalité de la lame de verre, c'est-à-dire 17,5 cm², l'immouillabilité est très marquée ; et tout à fait semblable à celle d'un bloc de cire. A peine la baguette mouillée est-elle passée sur le verre que l'eau se rétracte de toutes parts, refusant de garder le contact avec la lame.

L'épaisseur pondérale de cire est alors de :

$$\frac{1}{90} \times \frac{1}{500} \times \frac{1}{17,5} = \frac{1,3}{1\,000\,000} \text{ gramme par cm}^2.$$

C'est une épaisseur d'environ 13 m μ en admettant 1 comme densité de la palmitine (densité réelle 0,977).

On voit par ce premier résultat qu'il suffit d'une couche de cire très mince pour modifier complètement la mouillabilité du verre. Or cette épaisseur est certainement trop grande.

2° J'ai donc essayé l'emploi d'une dissolution de cire du Japon 10 fois plus faible, c'est-à-dire à 0,0002. J'ai pu obtenir encore l'immouillabilité du verre au moyen d'une seule goutte de cette dissolution sur des surfaces atteignant 25 cm², quelquefois un peu plus. Le calcul montre qu'alors l'épaisseur de la cire était de 0,9 m μ, c'est-à-dire très voisine de l'épaisseur d'une seule molécule, et même un peu plus petite !... Il suffirait donc d'une assise simple de molécules de cire sur le verre pour diminuer d'une manière considérable la mouillabilité de ce dernier.

Il était singulier pourtant que l'épaisseur pondérale indiquât *un peu moins* d'une molécule. On verra, que cela n'a rien d'étonnant, mais j'en ai cherché la raison d'abord en examinant la pureté de la benzine employée à faire la solution de cire. J'ai trouvé qu'en effet une goutte de cette benzine, déposée sur du verre, abandonne sur celui-ci un résidu, car la place de la goutte est devenue immouillable par l'eau. En étendant d'autres gouttes, j'ai reconnu, par tâtonnements, que cette impureté anti-mouillante enlève la mouillabilité à 4 cm² de verre propre. Il faut donc ôter ces 4 cm² des 25 donnés par une goutte de solution de cire à 0,0002.

La valeur vraie de l'épaisseur de cire devient ainsi 1,1 m μ, c'est-à-dire exactement l'épaisseur d'une molécule de tripalmitine. Il *suffirait donc d'une seule épaisseur moléculaire de cire collée sur du verre, pour que la mouillabilité du verre soit, pour ainsi dire, supprimée ou remplacée par celle de la cire.*

9. Prise sur verre d'une lame formée sur l'eau. — On arrive au même résultat quand, au lieu de faire évaporer la solution directement sur le verre, on dépose la goutte de solution benzénique sur l'eau et que l'on recueille ensuite sur une lame de verre la pellicule de cire laissée sur l'eau par l'évaporation de la benzine. Dans ce cas, l'extension, ayant été faite par la tension superficielle de l'eau, doit être beaucoup plus régulière; mais il y a une difficulté spéciale dans la prise de la pellicule sur la lame de verre. Néanmoins je suis arrivé à faire cette prise sur des surfaces suffisantes pour reconnaître que la mouillabilité était encore très modifiée. Il faut, bien entendu, attendre que l'eau mouillant la lame sous la cire soit complètement évaporée, afin d'assurer l'adhérence. Mais on peut hâter cette évaporation par un chauffage léger : j'ai reconnu que ce chauffage n'a aucun inconvénient et même au contraire, qu'il a de grands avantages. Je reviendrai plus loin sur ce point intéressant. Il est utile aussi dans le cas actuel de ne poser la lame de cire que sur une moitié longitudinale de la lame de verre. Après dessiccation, on voit plus nettement si cette moitié se mouille moins bien que l'autre.

Les essais faits par cette méthode ont donné le même résultat que précédemment : le verre perd sa mouillabilité propre par l'eau, quand il est recouvert d'une pellicule de cire, même très mince, et ceci jusqu'aux épaisseurs mono-moléculaires. J'ai du reste vérifié à cette occasion que les pellicules les plus minces de cire du Japon (tripalmitine) ont réellement l'épaisseur de 1, 1 m μ, c'est-à-dire le diamètre moléculaire théorique.

10. Discussion. — Les expériences ultérieures n'ont fait que confirmer les résultats que je viens de citer. Ces résultats, quoique très simplement obtenus, sont pleins d'intérêt. En effet, j'ai démontré depuis longtemps par l'étude des lames minces liquides et solides [1] étendues sur l'eau et sur le mercure, que les propriétés mécaniques des substances constituant ces lames (tension superficielle des liquides, rigidité des solides) subissent une baisse subite puis disparaissent complètement pour une certaine épaisseur que j'avais appelée *épaisseur critique*. Cette épaisseur a ensuite été reconnue comme sensiblement égale au diamètre théorique d'une molécule. Cette coïncidence m'a permis alors de comprendre clairement pourquoi il y a une épaisseur critique. Il est évident en effet que, tant qu'il y a contact entre les molécules de la lame, et jusque là seulement, les propriétés méca-

[1] Devaux. Recherches sur les lames très minces liquides ou solides, existence d'un minimum d'épaisseur. *Soc. Sc. Phys. Nat. Bordeaux* (décembre 1903). Voir aussi *Journal de Physique* (juin 1904), etc.

niques doivent être conservées et qu'au contraire, dès qu'il n'y a plus contact, elles doivent disparaître subitement.

Or nous venons de trouver ici, pour l'entrave qu'apporte une pellicule de cire à l'adhérence de l'eau au verre, *qu'il y a aussi une épaisseur critique d'immouillabilité.* Toute couche antimouillante sur un solide, reste antimouillante jusqu'à une épaisseur particulière, et au delà son action disparaît. Or cette épaisseur critique paraît être exactement la même que dans les cas précédents, c'est le diamètre d'une molécule. Cette coïncidence n'est certainement pas fortuite : tension superficielle, rigidité, adhérence, sont des manifestations de l'attraction moléculaire : *et les résultats expérimentaux anciens et actuels démontrent que, pour que cette attraction se manifeste avec intensité, il faut qu'il y ait contact entre les molécules.*

Toutefois, dans le cas actuel, l'attraction étudiée n'est pas celle des molécules de la lame entre elles, dans la direction tangentielle. C'est l'attraction des molécules de l'eau pour celles du verre, dans le sens perpendiculaire au précédent : le résultat obtenu montre *qu'il suffit, entre l'eau et le verre, de l'existence d'un seul plan de molécules étrangères pour abaisser considérablement l'attraction de contact.* On peut se demander, dès lors, si ce plan de molécules étrangères doit être nécessairement continu, c'est-à-dire si une couche mono-moléculaire discontinue ne pourrait suffire pour entraver la mouillabilité au moins partiellement? Il en est bien ainsi comme on va le voir.

En tous cas une conclusion de première importance ressort de ces premiers essais : du moment que le recouvrement d'une surface de verre par une seule assise de molécules étrangères suffit pour altérer complètement la mouillabilité de cette surface, c'est que *la mouillabilité est une propriété localisée dans l'assise la plus superficielle des molécules des corps.*

11. Démouillage par un plan discontinu de molécules antimouillantes. — Conformément à la prévision ci-dessus j'ai poursuivi les recherches en essayant des solutions de plus en plus diluées de cire du Japon. J'ai vite reconnu que le démouillage se produit encore au delà de la limite trouvée d'abord, c'est-à-dire qu'il suffit, pour assurer la démouillabilité du verre, que celui-ci soit garni d'un plan *discontinu* de molécules. C'est ce que montre le tableau suivant, obtenu à l'aide de solutions de cire du Japon dans le tétrachlorure de carbone, dissolvant reconnu plus pur que la benzine. Il est à noter que j'ai pris la précaution de chauffer les lames de verre après le dépôt de cire. J'ai reconnu en effet, que ce chauffage, même modéré (45 à 50°), rend le démouillage ultérieur beaucoup plus net. J'ai

d'abord supposé que la chaleur agissait en liquéfiant les petits agrégats possibles de cire laissés par l'évaporation rapide du solvant; on verra plus loin que la vraie raison est différente et bien plus intéressante (§ 13).

Mesure du minimum de poids de cire du Japon (tripalmitine) capable de provoquer le démouillage du verre.
(Solution dans CCl^4 : une goutte pèse 0,008 g.)

A. Solution à $\frac{1}{10\,000}$ (1 goutte contient 8.10^{-7} g de cire).

N° 1	2 g^{ttes} sur 10 cm^2	masse superficielle 8.10^{-8} g : cm^2	la lame trempée montre un démouillage total.

B. Solution à $\frac{1}{30\,000}$ (1 goutte contient $2{,}7.10^{-7}$ g de cire).

N° 2	2 g^{ttes} sur 10 cm^2	masse superficielle $5{,}4.10^{-8}$ g : cm^2	démouillage total.
— 3	2 — 15 —	— 3,6.	— total, instantané.
— 4	2 — 12 —	— 4,5. —	— —
— 5	1 — 10 —	— 2,7. —	— lent et réduit à environ 1 cm^2.
— 6	1 — 10 —	— 2,7. —	— incomplet (7 cm^2).
— 7	1 — 10 —	— 2,7. —	— — (6 cm^2).
— 8	1 — 10 —	— 2,7. —	— — (2 à 3 cm^2).
— 9	1 — 10 —	— 2,7. —	— immédiat (9 cm^2), bon chauffage.
— 10	1 — 10 —	— 2,7. —	— — total, bon chauffage.
— 11	1 — 10 —	— 2,7. —	— — — bon chauffage.
— 12	1 — 12 —	— 2,2. —	— total (12 cm^2, bon chauffage.

C. Solution à $\frac{1}{50\,000}$ (1 goutte contient $1{,}6.10^{-7}$ g de cire).

N° 13	2 g^{ttes} sur 10 cm^2	masse superficielle $3{,}2.10^{-8}$ g : cm^2	démouillage rapide sur 9 cm^2.
— 14	2 — 10 —	— 3,2. —	— — total (10 cm^2).
— 15	2 — 12 —	— 2,6. —	— paresseux (2 cm^2).
— 16	2 — 12 —	— 2,6. —	— total, rapide (12 cm^2).
— 17	1 — 6,25 cm^2	— 2,6. —	— total mais lent (6,25 cm^2).
— 18	1 — 7,5 —	— 2,13. —	— total, lent (7,5 cm^2).
— 19	1 — 7,5 —	— 2,13. —	— nul (chauffage insuffisant).
— 20	2 — 10 —	— 3,2. —	— presque total (8 cm^2).
— 21	1 — 10 —	— 1,6. —	— début. provoqué par fil chaud.
— 22	1 — 7,5 —	— 2,1. —	— presque total (6 à 8 cm^2).

On sait que le poids théorique d'une lame de palmitine en une couche monomoléculaire continue est sensiblement de 11.10^{-8} g : cm^2. On voit ici que même avec un poids s'abaissant au voisinage de 2.10^{-8} de cire sur le verre il y a nettement démouillage. Ceci correspondrait à une lame simple dans laquelle les molécules seraient à une distance *moyenne* de 2 à 3 diamètres moléculaires.

C'est la démonstration directe qu'il suffit d'une assise discontinue de molécules antimouillantes sur le verre pour provoquer le démouillage de ce solide après qu'on l'a trempé dans l'eau.

12. Expériences de démouillage du verre par l'huile. — L'huile aussi empêche le verre d'être mouillé : c'est un fait banal. On peut dès lors chercher à déterminer également sous quelle épaisseur minima une pellicule huileuse, étendue sur le verre, est encore antimouillante. Mais ici la fluidité de l'huile entraîne une perturbation. Lorsque la lame de verre huilée est enfoncée dans l'eau, en vue de l'essai de mouillabilité, l'huile l'abandonne pour se répandre sur l'eau en écartant le talc si on en a mis. Il semble même, *a priori*, que toute l'huile devrait ainsi s'en aller ? En réalité il en reste, si du moins la couche huileuse était notable :

Exemple : Une goutte d'une solution à 0,001 d'huile dans le tétrachlorure de carbone pourrait garnir, d'après mes calculs, 94 cm² en formant une lame unimoléculaire. J'ai fait évaporer une goutte sur 10 cm² de verre. En plongeant ensuite la lame dans l'eau, j'ai vu le talc écarté sur cette eau, sur un cercle d'environ 80 cm² : il ne devait donc rester que bien peu d'huile sur la lame de verre. Néanmoins à sa sortie une partie de la surface du verre s'est démouillée. Ce fait prouve, d'une part, la grande adhérence de l'huile au verre et, d'autre part, qu'il suffit certainement d'une épaisseur très faible d'huile pour empêcher le mouillage, une seule assise moléculaire probablement.

Étant donné ce résultat, il était indiqué de ne déposer sur le verre que juste la quantité d'huile capable d'adhérer, une assise moléculaire par exemple. Je l'ai essayé et je n'ai pas obtenu tout d'abord un résultat favorable.

Exemple : Une solution d'huile à 0,0001 est préparée. Cette solution étant 10 fois moins concentrée que la précédente, une goutte devrait garnir 9,4 cm² en formant une assise simple de molécules Je fais plusieurs essais, en étendant d'abord une seule, puis plusieurs gouttes de la solution sur 8 à 9 cm². Après évaporation du dissolvant, la lame de verre était plongée dans de l'eau talquée : je constate toujours, dans ce cas, que la totalité de l'huile abandonne le verre pour s'étendre sur l'eau en un cercle : la lame de verre sort de l'eau complètement mouillée, sauf parfois un petit élément de surface.

Le résultat de cette expérience contredit donc les précédents. Ici, l'huile abandonnée par le dissolvant, n'a aucune adhérence au verre ; elle s'en va en totalité sur l'eau ?

En réfléchissant aux données de ce problème, j'ai pensé que, peut-être, de l'eau d'hygroscopicité empêchait le contact de l'huile avec le verre [1].

[1] Du moins dans le cas d'une couche monomoléculaire (2e exemple). L'autre cas (1er exemple) est complexe et demande une étude spéciale : des gouttelettes d'huile y

L'idée était d'autant plus plausible que, pendant l'expérience elle-même, l'évaporation de CCl^4, qui se fait rapidement, refroidit beaucoup la surface du verre et favorise le dépôt de la vapeur d'eau ambiante. Or les études avec la cire du Japon m'avaient démontré que l'adhérence est localisée presque toute entière au contact immédiat, car une couche monomoléculaire de cire entre le verre et l'eau empêche l'eau d'adhérer au verre ; donc, *inversement, une couche d'eau, même monomoléculaire, entre le verre et la cire, doit empêcher celle-ci d'adhérer.* Dès lors, le chauffage, dont j'avais reconnu l'utilité pour la tripalmitine devrait être utilisable ici aussi? Mais son rôle ne serait pas tant, comme je l'avais cru tout d'abord (§ 11) de favoriser l'extension de la substance en liquéfiant les petits agrégats éventuels laissés par l'évaporation rapide de son solvant que de l'appliquer directement et intimement au verre ? Les essais suivants démontrent le bien-fondé de ces déductions.

13. Utilité du chauffage pour bien appliquer l'huile sur le verre. — 1° (*Essais sans chauffage*) 2 gouttes de la solution d'huile d'olive à 0,0001 sont déposées sur une lame de verre qui se mouillait bien, et étendues sur quelques cm². Après évaporation du CCl^4, la lame de verre est plongée (sans chauffage préalable) dans de l'eau talquée. Je constate que l'huile quitte la lame en grande partie pour s'étendre en cercle sur l'eau : elle y dégage 12 cm².

2° Même opération avec une seule goutte étendue sur 4 cm² de verre — pas de chauffage ensuite — plongée dans l'eau, la lame écarte le talc sur 5 cm² — *la lame retirée se mouille bien.*

3° (*Essais avec chauffage*). Une goutte est étendue sur 10 cm² de verre. Après évaporation, la lame est chauffée assez fortement, puis refroidie et plongée en eau talquée : cette fois le talc ne s'écarte que sur 3 à 4 cm². En revanche le verre, à la sortie de l'eau, se démouille immédiatement et complètement sur les 10 cm².

L'effet est extrêmement frappant, car l'eau se retire comme du mercure, en mettant à nu et laissant à sec de grandes portions de la surface, sans laisser aucune goutte. Il est évident que les forces de rétraction sont ici très prépondérantes.

La comparaison des essais 2 et 3 est des plus instructives. Le démouillage est nul dans l'essai n° 2, où la goutte n'avait été étendue pourtant que sur 4 cm² ; le démouillage est au contraire complet dans l'essai n° 3, où la

existaient certainement à l'origine, or j'ai reconnu que même une goutte très fine d'huile provoque toujours le démouillage du verre et se colle (en partie) à celui-ci.

goutte avait été étendue sur 10 cm². La différence est due à ce que, dans ce 3e essai seul, il y a eu chauffage, ce qui a fixé l'huile sur le verre. Et en effet, à la plongée dans l'eau, on a vu l'huile abandonner le verre, plus dans le premier que dans le second cas :

L'huile est donc peu adhérente avant le chauffage, très adhérente après. De là l'influence favorable du chauffage.

D'autres essais m'ont du reste montré qu'il suffit d'un chauffage modéré (45 à 50° C) pendant quelques minutes, pour provoquer une adhérence parfaite de l'huile. Et ceci nous met aussitôt en possession d'une amélioration de la technique qui nous permet d'aller beaucoup plus loin dans l'étude actuelle.

14. Détermination expérimentale du minimum d'huile assurant l'immouillabilité du verre. — L'essai cité ci-dessus a montré que la quantité d'huile contenue dans une seule goutte de la solution à 0,0001 rend fortement démouillable une surface de 10 cm² de verre. C'est une quantité d'huile qui aurait pu garnir 9,4 cm² d'une couche unimoléculaire continue. Il est donc certain, dès maintenant, qu'une seule assise de molécules d'huile rend le verre immouillable. Mais tout indique qu'avec moins d'huile encore, la mouillabilité sera diminuée. C'est en effet ce qu'ont établi des séries d'essais, parmi lesquels je ne citerai que les suivants, exécutés le 12 mai 1923.

Le tableau ci-dessous en donne le résumé.

Mesure du minimum de poids d'huile d'olive capable de provoquer le démouillage du verre.

(Solution dans CCl^4 : gouttes pesant 0,009 4 g.)

NUMÉROS D'ORDRE	GOUTTES ET SURFACES	DURÉE DU CHAUFFAGE	MASSE D'HUILE EN g : cm²	DÉMOUILLAGE
A.1	6 gttes CCl^4 pur sur 10 cm²	3 minutes	»	faible démouillage sur 2 centimètres carrés.
2	7 — 10 —	4 —	»	fort — 8 —
3	7 — 10 —	2 —	»	fort — 9 —
4	8 — 10 —	5 —	»	démouillage total et rapide.

B. Solution d'huile à 0.000 05 : 1 goutte contient 47.10^{-8} g d'huile.

5	1 gtte huile sur 10 cm²	2 minutes	$4{,}7.10^{-8}$	faible démouillage (1 cm²) chauffage trop court.
6	1 — 12,5 —	6 —	3,8. —	fort — (11 cm²) — rapide.
7	1 — 12 —	4 —	3,8. —	fort — (9,5 cm²) — —
8	1 — 12,5 —	5 —	3,8. —	fort — (12 cm²) — total.
9	1 — 12,5 —	4 —	3,8. —	fort — total rapide.

C. Solution d'huile à 0,000 01 : 1 goutte contient $9,4.10^{-8}$ g d'huile.

10	3 gttes huile sur 10 cm²	4 minutes	$2,8.10^{-8}$	démouillage total (10 cm²).
11	2 — 10 —	6 —	1,9. —	— faible (2 cm²).
12	1 — 10 —	3,5 —	0,94. —	— faible (1 cm²).
13	2 — 10 —	5 —	1,9. —	— faible (1 cm²).
14	3 — 10 —	5 —	2,8. —	— fort (8 cm²).
15	4 — 10 —	6 —	3,8. —	— faible (2 cm²).
16	3 — 10 —	6 —	2,8. —	— fort (8 cm²).
17	4 — 10 —	5 —	3,8. —	— fort (8 cm²).

J'ai inscrit en tête de ce tableau quelques essais concernant la pureté du nouveau dissolvant employé, le tétrachlorure de carbone, choisi comme étant plus pur que la benzine.

Discussion des résultats inscrits sur le tableau. — 1° (nos 1 à 4). Avec 6 gouttes de CCl^4 pur sur 10 cm², le démouillage est presque nul.

Avec 7 gouttes, il est presque total.

Avec 8 gouttes, il est total.

La goutte de CCl^4 agit donc sur environ 0,7 cm² (après chauffage de 4 à 5 minutes à 50° C).

2° (nos 5 à 9). Au contraire 1 goutte de CCl^4 contenant 0,00005 d'huile d'olive couvre au moins 12,5 cm². Le minimum n'est donc pas atteint.

3° (nos 10 à 17). Avec 2 gouttes de CCl^4 contenant 0,00001 d'huile d'olive sur 10 cm², le démouillage est presque nul.

Avec 3 gouttes, le démouillage est presque total (sauf pour le numéro 15 où il y a eu probablement une erreur).

Ici le minimum est atteint. 3 gouttes de solution d'huile d'olive à 0,00001, étendues sur 10 cm² produisent un démouillage presque total. Le minimum est donc compris entre 2 et 3 gouttes, étendues sur 10 cm².

Les poids d'huile correspondant pour un cm² sont :

$$9,4.10^{-8} \times \frac{1}{10} \times \begin{cases} 2 = 1,9.10^{-8} \text{ gramme.} \\ 3 = 2,8.10^{-8} \text{ gramme.} \end{cases}$$

Mais il faut diminuer la surface occupée de ce qui vient du CCl^4 : c'est-à-dire d'environ 0,7 cm² par goutte, ce qui modifie légèrement ces valeurs, les portant à 2,3 et $3,9.\ 10^{-8}$, soit une moyenne de $3.1.\ 10^{-8}$ g : cm². Tel est le poids d'huile qui suffit pour assurer l'immouillabilité du verre.

On sait que le poids (théorique et expérimental) d'une lame d'huile monomoléculaire et continue, est sensiblement 10.10^{-8} g : cm². Il suffit donc d'une assise monomoléculaire *discontinue* pesant 3 fois moins pour assurer l'immouillabilité. C'est une valeur en réalité très voisine de celle

trouvée pour la cire, car pour cette dernière nous n'avons pas fait la correction relative aux impuretés du solvant.

Autres mesures. — Des mesures subséquentes ont confirmé ces résultats. Elles ont montré de nouveau qu'avec 3 gouttes de la solution à 0.00001 étendues sur 10 cm², on avait un dépôt d'huile suffisant pour assurer le démouillage complet.

En forçant un peu le chauffage j'ai même obtenu le démouillage total avec 2 gouttes et même avec une seule, toujours sur 10 cm². La limite indiquée n'est donc probablement pas la plus basse. Mais, pour les grandes dilutions, les impuretés propres du solvant deviennent de plus en plus perturbatrices, et je préfère ne pas faire état de ces résultats tant que je n'aurai pas un dissolvant plus pur.

15. Conclusions générales. — Les résultats obtenus avec l'huile concordent absolument avec ceux obtenus avec la cire du Japon (tripalmitine) :

1° Etendues en couches très minces sur le verre, ces deux substances altèrent considérablement sa mouillabilité. Sous l'épaisseur d'une seule molécule l'action est toujours très forte ; et même elle se manifeste encore si les molécules sont écartées les unes des autres, c'est-à-dire si l'assise antimouillante est discontinue. Une couche pesant 1/3 (huile) ou 1/5 (cire) d'une assise simple de molécules, suffit pour rendre le verre immouillable.

2° La question du contact est ainsi nettement établie par l'étude de la mouillabilité, c'est-à-dire ici de l'adhérence de l'eau avec le verre. Puisqu'il suffit, entre l'eau et le verre, d'un seul plan de molécules pour abaisser considérablement l'adhérence, c'est que l'attraction prépondérante entre l'eau et le verre est assurée par les deux assises simples de molécules qui se touchent directement. On peut dire aussi que la mouillabilité est une propriété essentiellement localisée dans une assise unique de molécules, l'assise la plus superficielle des corps.

3° Une preuve indirecte de ce fait est donnée par nos expériences avec l'huile. Pour que celle-ci adhère au verre, c'est-à-dire ne soit pas chassée par l'eau, en tout ou en partie, au moment de l'essai de mouillage, il faut chauffer le verre pour en chasser toute l'eau d'hygroscopicité, de manière à ce que les molécules d'huile viennent véritablement en contact avec celles du verre. Une fois ce contact établi, la couche de molécule d'huile immédiatement en contact adhère fortement au solide, elle a perdu toute sa fluidité et est devenue indéplaçable par l'eau.

4° Ces nouveaux faits concordent avec ceux de srecherches anté-

rieures (¹). Leur ensemble démontre que les propriétés caractéristiques des corps, la tension superficielle des liquides, la rigidité des solides et l'adhérence des liquides aux solides sont avant tout d'ordre moléculaire, et disparaissent dès qu'il n'y a plus de contact direct des molécules.

C'est ce que démontre aussi, d'une manière plus avancée encore, l'étude récente (²) que j'ai publiée sur la grande différence de mouillabilité des deux faces d'une même lame solide (CuS) d'épaisseur monomoléculaire: l'attraction prépondérante d'un solide pour un liquide n'a pas lieu seulement au contact direct, elle dépend aussi du côté de la molécule qui se présente au liquide.

(¹) Devaux. *Loc. cit.* (1903, etc.).
(²) Devaux. *Loc. cit.* (février 1923).

(Manuscrit reçu le 18 juin 1923).



LA FORME ACTUELLE DES PRINCIPES DE QUANTA

par MM. Ch. SALOMON et M. BOLL

1. La contradiction fondamentale. — La théorie des quanta s'efforce, à l'heure présente, d'élucider la constitution de l'atome, ainsi qu'en témoigne un nombre considérable de travaux, publiés principalement en Danemark, en Hollande et en Allemagne.

Les difficultés, jusqu'ici insurmontables, que rencontre l'élaboration de cette théorie, proviennent, essentiellement et avant tout, du fait suivant : *elle introduit des discontinuités dans les variations de grandeurs physiques* (telles que l'impulsion et l'énergie) *que nous ne savons définir qu'en les supposant continues.* Il y a là une contradiction interne dont on n'est pas parvenu à s'affranchir ; tout au plus tire-t-on des renseignements précieux de cette idée directrice que la théorie des quanta doit, à la limite, redonner l'électromagnétisme et la mécanique classiques, lorsque les variations des grandeurs caractéristiques sont petites par rapport à leurs valeurs mêmes (1).

Dans un récent mémoire (2), Niels Bohr s'est proposé d'exposer la situation actuelle de la théorie, de préciser les points qui semblent acquis et de prévoir le sens des développements prochains. Nous allons essayer de dégager les grandes lignes de la question, d'après cet important travail et ceux qui l'ont précédé, en nous réservant d'insister ailleurs sur les points qui ne seront que rapidement indiqués ici.

2. Les mouvements intratomiques et le rayonnement. — Le problème de l'application des quanta à l'atome se pose sous trois aspects distincts, que nous examinerons successivement :

1° Les mouvements intérieurs à l'édifice atomique, qu'il soit fermé (3) ou non (§§ 3-11) ;

2° Le processus du rayonnement (§§ 12-15).

3° Le mécanisme des échanges d'énergie entre l'atome et le rayonnement (§§ 16-18).

(1) C'est-à-dire lorsque les électrons sont très éloignés du noyau de l'atome ; on dit que leurs mouvements correspondent à « de grands nombres de quanta ».

(2) *Zeits. f. Phys.*, 13 (1923), p. 117-165. C'est le premier mémoire d'une série où l'auteur traitera des problèmes qui se posent à propos de la structure de l'atome.

(3) Bohr définit un édifice atomique fermé comme « un système de particules électrisées qui, sous l'action de leurs seules forces réciproques, se meuvent de telle façon que leurs distances restent toujours au-dessous de certaines limites » ; il faut donc considérer comme non fermé tout système en relation avec l'extérieur (champ électrique ou magnétique, rayonnement absorbé ou émis, approche de particules électrisées).

3. Les états stationnaires. — En opposition avec la théorie électronique classique, la théorie des quanta pose en principe que, parmi toutes les trajectoires qu'un électron satellite *pourrait* décrire autour du noyau d'un atome, seules certaines d'entre elles sont effectivement décrites (trajectoires stationnaires). D'une façon plus générale, parmi tous les mouvements intérieurs à un édifice atomique quelconque, il existe certains états de régime permanent, appelés *états stationnaires* et tels que toute modification du système est un passage complet entre deux de tels états [1].

Pour qu'il y ait régime permanent, il faut, de toute nécessité, que les états stationnaires ne soient pas accompagnés de rayonnement. C'est l'une des oppositions essentielles entre la théorie des quanta et la théorie classique. Mais ici se place une remarque importante sur laquelle on n'a pas suffisamment insisté dans les publications françaises : même dans l'électromagnétisme classique, l'émission lumineuse ne peut occasionner, dans le mouvement des particules, qu'une modification petite [2] par rapport à celle qui est due aux forces électromagnétiques agissant entre ces particules, que ces forces soient les attractions et répulsions mutuelles ou qu'elles proviennent des champs magnétiques créés par le mouvement.

Il résulte de là qu'on pourra « avec une grande approximation » étudier ces états stationnaires, en leur appliquant les lois de la mécanique classique [3] et en laissant de côté les forces électromagnétiques correspondant à l'émission de radiation.

4. Degrés de liberté et énergie totale d'un état stationnaire. — On exprimera ces lois, comme on le fait d'ordinaire en mécanique céleste, sous la forme des équations canoniques de Hamilton [4]. L'ensemble des

(1) Pendant ce passage, l'édifice atomique est nécessairement un système non fermé.

(2) Pour fixer les idées par un exemple très simple, l'électron (charge e, masse m) qui décrit l'orbite la plus petite de l'atome d'hydrogène (vitesse v, fréquence ν, accélération $\gamma = 2\pi\nu v$) possède une énergie totale $\frac{1}{2} mv^2$ et rayonnerait à chaque tour $\frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{\gamma^2}{\nu}$, d'après l'électronique classique. Or la deuxième énergie n'est que le millionième de la première, la diminution relative, pendant une période, du rayon de l'orbite est du même ordre de grandeur.

(3) Au contraire, ces lois ne sont d'aucune utilité pour décrire les processus du rayonnement.

(4) On sait que les équations canoniques de Hamilton se déduisent, par une transformation convenable, des équations de Lagrange, dans le cas particulier où les composantes des forces appliquées sont les dérivées partielles, par rapport aux coordonnées, d'une fonction des coordonnées et du temps (énergie potentielle). Dans le cas, plus particulier encore, où les liaisons sont indépendantes du temps, la fonction H qui figure dans les équations de Hamilton n'est autre que l'énergie totale E du système.

particules électrisées (édifice atomique fermé) sera assimilé à un système de points matériels obéissant, à l'approximation précédente (§ 3) près, aux $2s$ équations :

$$\left.\begin{aligned} \dot{q}_k &= +\frac{\partial E}{\partial p_k} \\ \dot{p}_k &= -\frac{\partial E}{\partial q_k} \end{aligned}\right\} \quad (k = 1, 2, \ldots\ldots, s) \tag{1}$$

où s est le nombre des degrés de liberté, les q_k sont les coordonnées généralisées (distances, angles) et les p_k, les moments conjugués (impulsions de translation, impulsions de rotation) ; $\dot{q}_k$ et $\dot{p}_k$ sont leurs dérivées par rapport au temps ; E représente l'énergie totale du système, calculable à partir des q_k et des p_k. Dans un système en état stationnaire, l'énergie est constante, puisqu'il ne rayonne pas. Et, comme nous ne concevons pour le moment aucun moyen de passer d'un état stationnaire (niveau E') à un autre (niveau E''), une différence telle que $(E' - E'')$ n'a, jusqu'à nouvel ordre (§ 11), aucun sens physique.

5. Systèmes multipériodiques. — Le problème de la détermination des états stationnaires, ainsi considéré dans toute sa généralité, est d'une complexité extrême [1]. On s'est donc appliqué à l'étude de certains cas particuliers, susceptibles d'être abordés par les méthodes d'analyse actuellement connues, dans l'espoir d'obtenir une solution plus ou moins approchée du problème général et, tout au moins, quelques précisions sur sa solution rigoureuse.

On a été ainsi amené à étudier certains systèmes, dits *multipériodiques* [2] qu'on peut définir comme suit [3] : ce sont des systèmes tels que le déplacement dans l'espace de chaque particule [4] peut être ramené à une série u-uplement infinie d'oscillations harmoniques ; autrement dit, la

[1] Pour l'atome à deux électrons (hélium), c'est déjà le « problème des trois corps ».

[2] En allemand, mehrfach periodisch (Bohr), expression justifiée ci-dessous. Synonymes : bedingt periodisch (Staude), conditionally periodic (Kramers), quasi-périodique (Esclangon). Ces systèmes ont déjà fait l'objet de nombreux travaux mathématiques : [Staude (1887), Staeckel (1891), Bohl (1900), Esclangon (1904)].

[3] Cette définition a priori est donnée par Bohr (*loc. cit.*), qui développe ensuite, sous une forme didactique *très compacte*, les propriétés de ces systèmes. En réalité, pour les obtenir, on est parti des systèmes à un seul degré de liberté et on a cherché, en opérant sur les équations de Hamilton modifiées par Jacobi, des systèmes de nature aussi générale que possible et possédant les mêmes propriétés. Cette partie de la question ne peut être éclaircie qu'au prix d'assez longs développements ; nous nous proposons de la reprendre ailleurs.

[4] Abstraction faite d'une translation possible du système en bloc.

projection, sur une direction quelconque, de l'élongation d'une particule s'exprime, en fonction du temps, par la série de Fourier généralisée [1];

$$\xi = \sum C_{\mu_1, \mu_2, \ldots\ldots, \mu_u} \cos 2\pi \left[(\mu_1 \omega_1 + \mu_2 \omega_2 + \ldots\ldots + \mu_u \omega_u) t + \gamma_{\mu_1, \mu_2, \ldots\ldots, \mu_u} \right] \quad (2)$$

où $\mu_1, \mu_2, \ldots, \mu_u$ sont des nombres entiers et où $\omega_1, \omega_2, \ldots \omega_r, \ldots, \omega_u$ sont des fréquences dites « fondamentales » [2], dont le nombre u, au plus [3] égal au nombre s des degrés de liberté, s'appellera le « degré de périodicité » du système [4]. Les C et les γ représentent respectivement les amplitudes et les phases des composantes harmoniques (de fréquences $\sum_{r=1}^{r=u} \mu_r \omega_r$). Dans cette expression (2), la sommation doit être étendue à toutes les valeurs des entiers μ_r.

6. Variables uniformisées. — Les états stationnaires des systèmes multipériodiques, — et c'est ce qui en fait l'intérêt — sont caractérisés par un certain nombre de conditions, qui se présentent comme une généralisation des hypothèses primitives de Planck sur les états parfaits d'un oscillateur harmonique simple. Mais, pour formuler ces conditions, il est nécessaire de remplacer les variables q_k et p_k par d'autres, dites « variables uniformisées », en relation avec les u fréquences fondamentales ω_r. Nous n'entre-

(1) Les séries telles que (2) permettent de connaître, à chaque instant, la position de tous les électrons par rapport au noyau. Si on joint ce dernier au centre de gravité des charges négatives, on obtient un vecteur qui, multiplié par la charge totale, définit le « moment électrique » de l'atome. On voit facilement que, dans un système multipériodique, les composantes du moment électrique seront elles aussi de la forme (2). La considération du moment électrique est intéressante (§ **12**), quand on étudie — du point de vue de la théorie électromagnétique classique — les relations entre les mouvements intratomiques et le rayonnement, puisque ce moment et ses variations déterminent les champs, électrique et magnétique, produits par l'atome.

(2) Le mot *multipériodique* signifie tout simplement que le système se définit au moyen de plusieurs périodes fondamentales $\frac{1}{\omega_r}$. Un tel système n'est d'ailleurs *pas* périodique (sauf naturellement quand $u = 1$); mais on démontre qu'il est « quasi-périodique », c'est-à-dire qu'il revient aussi près qu'on veut de sa configuration initiale au bout d'un temps suffisamment grand par rapport aux périodes fondamentales.

(3) Si le degré de périodicité u est inférieur au nombre s des degrés de liberté, le système est dit « dégénéré » (Schwarzschild, Epstein). Il y a intérêt [M. Born et W. Heisenberg, *Zeits. f. Phys.*, t. **14**, (1923), p. 44-55] à considérer, en plus de la dégénérescence « essentielle » (où E ne dépend pas des J, § **6**), une dégénérescence « accidentelle » qui correspond à ce fait que certains J_r ont par hasard des valeurs telles qu'une ou plusieurs fréquences fondamentales ω_r sont nulles ; ce cas se présente en particulier lorsqu'il existe des commensurabilités entre les ω_r. Dans les deux cas de dégénérescence, il y a u conditions (A § **7**).

(4) Dans le cas particulier où $u = 1$, on a affaire à un système unipériodique. Si *de plus* la série (2) n'a qu'un terme, le système unipériodique est harmonique simple (§ **6**).

rons pas ici dans le détail de ce changement de variables, inspiré de la tranformation opérée par Jacobi sur les équations de Hamilton ; il consiste à remplacer les 2 s variables q_k et p_k par $2s$ nouvelles variables :

$$w_1,\ w_2,\ \ldots\ldots,\ w_r,\ \ldots\ldots,\ w_u,\ v_1,\ v_2,\ \ldots\ldots,\ v_{s-u} \text{ (correspondant aux } q_k)$$
$$J_1,\ J_2,\ \ldots\ldots,\ J_r,\ \ldots\ldots,\ J_u,\ I_1,\ I_2,\ \ldots\ldots,\ I_{s-u} \text{ (correspondant aux } p_k);$$

les u variables w_r (dites « variables angulaires ») sont fonctions linéaires du temps [1] :

$$w_r = \omega_r t + \delta_r \quad (r = 1,2,\ \ldots\ldots,\ u;\quad \delta_r = \text{const.}); \tag{3}$$

les « moments angulaires » J_r restent constants pendant le mouvement; l'énergie totale E, constante elle-même, ne dépend que des J_r et on a notamment, en vertu des secondes équations (1), les u relations :

$$\frac{\partial E}{\partial J_r} = \omega_r \quad (r = 1,2,\ \ldots\ldots,\ u). \tag{4}$$

Quant aux variables supplémentaires v et I, qui n'existent que si le système est dégénéré, elles restent également constantes, d'où leur nom de « constantes de trajectoire ».

7. Conditions d'état (première règle de Bohr). — Ceci posé, chaque état stationnaire du système obéit aux u *conditions d'état* :

$$J_r = n_r h \quad (r = 1,2,\ \ldots\ldots,\ u); \tag{A}$$

$h = 6{,}554 . 10^{-27}$ C.G.S. est la constante de Planck; $n_1, n_2, \ldots\ldots, n_r, \ldots\ldots n_u$ sont u nombres entiers, les *nombres de quanta*, caractéristiques de l'état stationnaire considéré.

Les égalités (A), qui « quantifient » les états stationnaires, constituent ce qu'on appelle généralement la *première règle de Bohr* [2].

8. Édifices atomiques perturbés par un champ extérieur constant. — Comme précédemment, le système (non fermé) prend des états stationnaires. Dans le cas très fréquent (effet Zeeman, effet Stark) où les forces dues au champ extérieur sont petites par rapport aux forces interparticulaires, le potentiel des forces appliquées est le produit d'une petite gran-

[1] C'est là précisément que s'introduisent les fréquences fondamentales ω_r.

[2] Pour un système unipériodique ($u = 1$), la condition (A) exprime que l'intégrale d'action $\left(\text{prise le long d'une période } \frac{1}{\omega_1}\right)$ est égale à un multiple entier de la constante de Planck.

deur ε (définissant l'intensité du champ) par la variable

$$\Omega = \Phi + F(t) \qquad (5)$$

où $F(t)$ est de la même forme que (2).

Deux cas se présentent, suivant que la grandeur Φ (1) ne dépend que des J (*perturbation simple*) ou qu'elle dépend en outre des variables supplémentaires I et v (*perturbation séculaire*).

1° La perturbation est toujours simple lorsque $s = u$ (2) ; on effectue un nouveau changement de variables (transformation de contact), grâce auquel le système (qui reste multipériodique) obéit encore à u conditions d'état analogues à (A). Lorsqu'on néglige les puissances de ε égales et supérieures à la deuxième, l'énergie totale $\mathcal{E}$ d'un état stationnaire perturbé est tout simplement égale à l'énergie totale primitive E, augmentée de la valeur moyenne de l'énergie potentielle du système (non perturbé) dans le champ extérieur.

2° Les perturbations séculaires sont beaucoup plus complexes (3). Il est possible, dans certaines conditions, d'imposer u' conditions d'état (A) ($u' > u$), mais il est essentiel de ne pas perdre de vue qu'on a négligé les réactions du rayonnement (§ 3), surtout quand on étend l'étude du mouvement à des durées très grandes par rapport aux périodes $\frac{1}{\omega_r}$.

9. Édifices atomiques perturbés par un champ extérieur variable. — Cette perturbation se présente, par exemple, lorsqu'un atome est frappé par une radiation ou lorsque deux atomes se rencontrent. Les postulats de la théorie des quanta, relatifs à l'existence et à la permanence des états stationnaires, affirment qu'après comme avant le phénomène, les édifices atomiques se trouvent dans des états stationnaires.

L'électromagnétisme classique permet-il de déterminer ces états stationnaires, au moins en première approximation? Non, pas dans le cas général. Et, puisque la plupart des phénomènes physiques comportent des réactions entre édifices atomiques, nous devons bien préciser la nature du problème : il s'agit en somme de trouver, pour ces réactions, des lois quantitatives qui rendent compte des résultats statistiques déduits de la

(1) Et par suite aussi, l'énergie $\mathcal{E}$ du système perturbé.

(2) Et exceptionnellement pour $s > u$.

(3) Les variables supplémentaires I et v effectuent non seulement des oscillations multipériodiques (dépendant à la fois des fréquences fondamentales ω_r et du champ extérieur), mais, en outre, elles subissent de lentes variations, qui, au cours du temps, se traduiront par des déplacements finis.

théorie cinétique[1] et qui s'appuient sur les postulats de quanta. C'est une « cinétique de quanta », comme dit Bohr, qu'il importe de construire.

Mais, en attendant que ce vaste problème soit résolu, un principe très important, le « principe adiabatique », est venu reculer les limites d'applicabilité de l'électromagnétisme classique.

10. Principe adiabatique (Ehrenfest). — Ce principe pose que les lois de l'électromagnétisme classique régissent les systèmes non fermés, avec la même approximation que les états stationnaires des systèmes fermés, lorsqu'il s'agit d'une *perturbation adiabatique*, c'est-à-dire telle que les champs appliqués se modifient très lentement[2]. Si on applique le principe adiabatique aux systèmes multipériodiques et si on admet :

1° que la variation du champ extérieur est insignifiante pendant des temps qui sont de l'ordre de grandeur des périodes fondamentales $\frac{1}{\omega_r}$;

2° que le mouvement, à chaque instant, diffère infiniment peu de l'état stationnaire déterminé par la valeur actuelle du champ (§ 8);

3° que le système reste multipériodique; et enfin

4° que son degré de périodicité u n'est pas modifié;

on démontre cette propriété *essentielle* que les grandeurs J, considérées plus haut (§ 6), restent constantes pendant une telle transformation, d'où leur nom *d'invariants adiabatiques* (Burgers, Kramers).

11. Différence d'énergie entre deux états stationnaires. — Nous devons également indiquer que le principe adiabatique permet, accessoirement, de surmonter une grave difficulté, qui avait longtemps préoccupé les fondateurs de la théorie des quanta. Considérons un édifice atomique quelconque : il est clair que, du fait du rayonnement qui est lié au passage d'un état stationnaire à un autre, il est impossible d'appliquer à ce passage les lois de la mécanique classique. Or, nous disons que les deux états stationnaires sont respectivement caractérisés par deux niveaux d'énergie. Comment concevoir une différence d'énergie entre deux états (§ 4), s'ils ne peuvent être reliés par un processus mécanique continu?

[1] Les succès de la théorie cinétique tiennent à ce qu'elle se borne à étudier des phénomènes qui correspondent à de « grands nombre de quanta » et pour lesquels la théorie des quanta conduit à une quasi continuité (§ 1).

[2] Le mot « adiabatique », dont l'emploi s'est généralisé dans la physique des quanta, provient d'une assimilation des mouvements rapides à de la « chaleur » et des actions extérieures presque constantes à du « travail » : la transformation, considérée ici, peut donc être appelée adiabatique (pas de « chaleur » échangée). Cf. LÉON BRILLOUIN, *La théorie des quanta et l'atome de Bohr* (p. 144, Paris, 1923).

Le principe adiabatique, en nous fournissant un tel processus, aplanit cette difficulté. Supposons en effet que nous introduisions, dans notre système en état stationnaire, des particules électrisées fictives, animées d'un mouvement lent. Cela revient à soumettre l'édifice atomique à un champ lentement variable et, en vertu du principe adiabatique, le nouveau système global ainsi constitué ne cessera pas d'être en état stationnaire. On conçoit d'autre part que ce nouveau système puisse être choisi de telle sorte que les forces s'exerçant entre les particules y soient très faibles et que, par conséquent, les valeurs des énergies, pour les états stationnaires successifs, soient aussi rapprochées qu'on voudra. Dans ce système fictif, le passage entre deux niveaux d'énergie sera quasiment continu. Et on pourra ensuite, en supprimant les particules ajoutées, revenir au système initial, sans quitter le domaine des états stationnaires.

Il est donc possible, en s'appuyant sur le principe d'Ehrenfest, d'imaginer une suite de transformations mécaniques assurant le passage, par l'intermédiaire d'un système auxiliaire, d'un état stationnaire quelconque du système donné à un autre état stationnaire du même système [1]; nous aurons à revenir sur de tels passages, à propos du processus du rayonnement (§ 14) [2].

12. Le processus de rayonnement dans la théorie classique — Si nous considérons un édifice atomique placé dans un champ de rayonnement où toutes les fréquences ν sont représentées, la théorie électronique classique admet les quatre propositions ci-après :

1° Tout mouvement intratomique est concomitant d'un échange d'énergie avec les ondes électromagnétiques.

2° L'atome émettra ou absorbera de l'énergie suivant les différences de phase entre les ondes électromagnétiques et les oscillations électroniques.

3° La fréquence ν de l'onde (émise ou absorbée) est celle d'une des composantes harmoniques du moment électrique [3] de l'atome (§ 5, note).

(1) Cette idée ingénieuse et extrêmement féconde avait suggéré à Bohr (1918), pour le principe d'Ehrenfest, le nom de « principe de transformabilité mécanique des états stationnaires ».

(2) Ehrenfest s'est proposé (1914) de rechercher l'étendue du domaine d'extension en phase qu'il faut attribuer à chaque état stationnaire particulier (défini par les nombres de quanta n_1, n_2,..., n_r,..., n_u); pour des systèmes multipériodiques non dégénérés ($u = s$), cette étendue est égale à la $u^{\text{ième}}$ puissance de la constante h. Il existe toutefois des propriétés qui ne sont pas liées aux problèmes de répartition et on est conduit à attribuer à certains états stationnaires imaginables une valeur nulle pour leur domaine d'extension en phase.

(3) Synonyme : polarisation électrique.

4° L'énergie ΔE, échangée pendant le temps Δt, est donnée par une expression de la forme :

$$\Delta E = \frac{32\pi^4}{3} \frac{e^2}{c^3} \nu^4 \overline{A^2} \Delta t, \tag{6}$$

où c est la vitesse de la lumière ; e, la charge de l'électron et A, l'amplitude de la composante harmonique du moment électrique dont la fréquence est égale à ν.

13. Le processus de rayonnement dans la théorie des quanta. — Ces propositions se transforment assez profondément dans la théorie des quanta, mais très inégalement d'ailleurs :

1° Sur le premier point, il y a contradiction complète : la théorie des quanta affirme (§ 3) l'existence de mouvements intratomiques stationnaires non accompagnés de rayonnement.

2° La deuxième proposition n'a pas d'équivalent dans la théorie des quanta, puisque la notion de phase n'a pu jusqu'à présent (¹) y prendre place.

3° Ainsi que nous le verrons bientôt (§ 15), la troisième proposition se transforme d'une façon relativement peu profonde, puisque, d'après le principe de correspondance, la théorie des quanta se confond, à la limite, avec la théorie classique.

4° Enfin, la théorie des quanta donne pour l'énergie échangée ΔE une expression qui n'a aucun rapport avec l'équation (6) et qui constitue la deuxième règle de Bohr.

14. Condition de fréquence (deuxième règle de Bohr). — Nous avons vu (§ 11) comment le principe adiabatique d'Ehrenfest donne une signification physique à la différence des énergies ($E' - E''$) d'un édifice atomique dans deux états stationnaires. Bohr postule que le passage complet entre ces deux états est accompagné d'une émission ($E' > E''$) ou d'une absorption ($E' < E''$) d'ondes électromagnétiques, de fréquence ν, telle que :

$$h\nu = E' - E'' \tag{B}$$

égalité qui constitue la *condition de fréquence*, appelée encore deuxième règle de Bohr. La formule (6) est alors remplacée par :

$$\Delta E = h\nu. \tag{7}$$

(¹) Dans un travail récent, cité plus haut, M. Born et W. Heisenberg ont, pour la première fois, introduit la notion de phase dans la théorie des quanta, en montrant, à partir d'un modèle simple, que les mouvements des divers électrons dans l'atome *pourraient* bien être rigoureusement en phase. Il ne s'agit là toutefois que d'une simple présomption, et, en tout état de cause, il n'est toujours pas question, à notre connaissance, d'introduire la notion de phase dans le processus d'émission et d'absorption.

On voit combien, sur ce point, la théorie des quanta s'éloigne des conceptions classiques. Non seulement elle renonce à une correspondance immédiate entre l'état de mouvement intratomique et le processus de rayonnement, mais elle admet qu'un seul et même état stationnaire peut être le point de départ de rayonnements notablement distincts. Il ne saurait donc être question de rechercher entre le mouvement initial dans l'atome et la radiation (émise ou absorbée) une relation *de cause à effet*; cette interdépendance serait plutôt régie par des *lois de probabilité*.

Einstein s'est efforcé de préciser cette dernière idée, en s'inspirant de la théorie des transmutations radioactives; mais la théorie qu'il a ébauchée en partant de ce point de vue ne peut, d'après Bohr, constituer qu'une « solution provisoire », pour des raisons qu'il serait trop long d'exposer ici.

15. Principe de correspondance (Bohr). — Considérons un système multipériodique, qui prend successivement deux états stationnaires caractérisés par

des énergies totales......... E' et E''

des nombres de quanta..... $n'_1, n'_2, \ldots, n'_r, \ldots, n'_u$, et $n''_1, n''_2, \ldots, n''_r, \ldots, n''_u$,

des fréquences fondamentales $\omega'_1, \omega'_2, \ldots, \omega'_r, \ldots, \omega'_u$ et $\omega''_1, \omega''_2, \ldots, \omega''_r, \ldots, \omega''_u$.

Nous obtenons une expression de la fréquence ν de la radiation concomitante, en combinant tout simplement les équations (B) et (4), ce qui nous conduit à l'équation :

$$\nu = \frac{1}{h} \int_{J'_r}^{J''_r} \sum_{r=1}^{r=u} \omega_r \, dJ_r, \tag{8}$$

qui établit une interdépendance entre la fréquence du rayonnement et celles des mouvements intratomiques. D'ailleurs, sous cette forme, la relation reste très obscure et le mérite de Bohr fut d'en dégager la signification profonde.

Considérons tout d'abord, avec lui, le cas où les nombres n'_r et n''_r sont grands par rapport à leur différence $(n'_r - n''_r)$; les états stationnaires E' et E'' sont alors peu différents l'un de l'autre, et on peut approximativement confondre leurs fréquences fondamentales $(\omega'_r = \omega''_r = \omega_r)$. On peut par suite, dans (8), faire sortir les fréquences du signe d'intégration, ce qui donne immédiatement, en tenant compte de (A);

$$\nu = \sum_{r=1}^{r=u} (n'_r - n''_r)\, \omega_r; \tag{9}$$

(1) Puisque, dans chaque état stationnaire, l'énergie totale ne dépend que des u moments angulaires (et non des u variables angulaires, § 6),

si, maintenant, nous nous reportons à l'équation (2) et à la note qui l'accompagne, nous constatons que le second membre de (9) représente la fréquence $(\mu_1 \omega_1 + \mu_2 \omega_2 + \ldots\ldots + \mu_u \omega_u)$ d'*une* des composantes harmoniques du moment électrique de l'atome, composante définie par les u égalités :

$$\mu_r = n'_r - n''_r \quad (r = 1, 2, \ldots\ldots, u); \tag{10}$$

or c'est ce qu'affirme la théorie habituelle (§ 12, 3°).

La théorie des quanta redonne donc bien, dans le cas des « grands nombres de quanta », les mêmes résultats que l'électronique classique, en y ajoutant un renseignement très intéressant sur la signification des coefficients μ_r.

Mais les considérations précédentes fournissent de plus un fil directeur pour approfondir le cas général de deux états stationnaires *quelconques*. Il est à présumer en effet que, dans ce cas également, la fréquence ν du rayonnement doit être liée aux fréquences de certaines composantes harmoniques des moments électriques initial

$$(n'_1 - n''_1)\,\omega'_1 + (n'_2 - n''_2)\,\omega'_2 + \ldots\ldots + (n'_u - n''_u)\,\omega'_u$$

et final

$$(n'_1 - n''_1)\,\omega''_1 + (n'_2 - n''_2)\,\omega''_2 + \ldots\ldots + (n'_u - n''_u)\,\omega''_u,$$

de telle façon que ν sera en quelque sorte la moyenne entre ces fréquences (Mie) : c'est dans l'affirmation précédente que consiste le principe de correspondance [1]. Dans un travail récent, Kramers a proposé une méthode pour prendre cette moyenne [2] et il l'a appliquée avec succès au calcul de l'intensité des raies spectrales.

Le principe de correspondance précise le rôle joué par les propriétés de périodicité et permet d'éclaircir certains cas complexes : perturbations séculaires (§ 8), variation du degré de périodicité (§ 10), fixation d'un

[1] Le principe de sélection (Sommerfeld-Rubinovicz), qui peut être déduit du principe de correspondance, ne doit pas être considéré comme un principe fondamental des quanta.

[2] Kramers considère des « états stationnaires intermédiaires », convenablement choisis, le long desquels J_r varie continuellement de $J'_r = n'_r h$ à $J''_r = n''_r h$:

$$J_r = h\,[n''_r + \lambda\,(n'_r - n''_r)],$$

où le paramètre λ prend toutes les valeurs entre 0 et 1 ; les fréquences ω_r deviennent elles-mêmes fonction de λ et la relation (8) prend la forme :

$$\nu = \int_0^1 \sum_{r=1}^{r=u} (n'_r - n''_r)\,\omega_r(\lambda)\,d\lambda.$$

[Cf. H.-A Kramers. *Intensities of spectral lines*. Académie royale de Copenhague, 1919.]

électron sur un ion, ... ; mais il n'apporte aucun renseignement sur la cause de la permanence des états stationnaires, ni sur la nature du processus de rayonnement.

16. L'hypothèse des quanta de lumière (Einstein). — Peut-on se faire, des échanges d'énergie entre l'atome et le rayonnement, une image adéquate, qui embrasse les différents principes (§§ 7, 10, 14 et 15), sur lesquels est fondée l'actuelle théorie des quanta ?

Dans ce but, Einstein énonça une hypothèse dont l'idée maîtresse réside dans l'affirmation de la validité, pour chacun des processus isolés (d'émission ou d'absorption), des principes de la conservation de l'impulsion et de l'énergie : la propagation du rayonnement ne consisterait pas dans un « mouvement vibratoire », mais l'énergie rayonnante, en se propageant, resterait continuellement incluse dans un petit volume (quantum de lumière) et serait, tout simplement, captée en bloc pendant l'absorption.

En dépit de l'aide qu'elle a apportée dans l'interprétation de l'effet photoélectrique, cette hypothèse ne peut en aucune manière, pense Bohr, être tenue pour satisfaisante : elle est incapable d'expliquer le phénomène d'interférence, symptôme essentiel de la nature du rayonnement ; et l'image même qu'elle prend pour base rend impossible toute définition de la fréquence, dont elle est cependant obligée de se servir. L'hypothèse d'Einstein est une preuve, particulièrement frappante, de la contradiction sur laquelle nous avons insisté (§ 1).

17. Hypothèse de couplage (Bohr). — Devant cet échec, le plus sage est de renoncer provisoirement à se faire une image des phénomènes et à borner son ambition à la recherche d'une expression générale des lois de quanta, qui s'applique tant à l'atome qu'au rayonnement. Pour y parvenir, Bohr ne conserve à ce dernier que sa périodicité dans le temps ; il fait abstraction de sa propagation dans l'espace et considère, *à l'endroit où se trouve l'atome*, le champ de rayonnement produit par une enceinte isotherme et parfaitement réfléchissante.

Aux termes de la théorie électromagnétique classique, ce champ est décomposable en oscillations *purement harmoniques*, indépendantes les unes des autres : il présente donc une analogie formelle avec le mouvement d'un système multipériodique, et on peut tenter de lui appliquer les règles de la détermination des états stationnaires ; on trouve alors que, pour chaque oscillation propre ν, l'énergie mise en jeu est un multiple entier de $h\nu$.

Quant aux échanges d'énergie entre l'atome et l'enceinte, on les assimilera à ceux que mettent en jeu deux atomes, exerçant des actions mutuelles sans rayonnement, ainsi qu'Ehrenfest (1906) et Debye (1910) l'avaient déjà proposé. L'énergie passe, dans l'un et l'autre cas, d'une forme de mouvement à une autre, qui en est indépendante en première approximation : nous dirons, avec Bohr, qu'il y a *couplage*. Toutefois, rien ne détermine la fréquence qui intervient dans chaque échange d'énergie ; pour aller plus loin, Bohr combine son hypothèse de couplage avec les considérations de probabilité et avec son principe de correspondance.

Dans l'électromagnétisme classique, les forces de réaction du rayonnement occasionnent un couplage immédiat entre le champ de rayonnement et les composantes harmoniques du moment électrique de l'atome ; nous admettrons, par analogie, que ce sont des réactions (latentes) de rayonnement qui déterminent tel ou tel échange particulier entre atome et enceinte.

Les lois de probabilité et l'indépendance des diverses oscillations propres de l'enceinte conduisent de plus à penser que le mécanisme (encore inconnu) de couplage ne jouera pas en même temps pour toutes ces oscillations.

Enfin le principe de correspondance fait pressentir, entre les deux cas que nous avons rapprochés, une différence essentielle ; tandis que, dans les réactions entre deux atomes, les forces de couplage peuvent être de l'ordre de grandeur des forces qui s'exercent entre les particules d'un des atomes dans les états stationnaires, dans le cas enceinte-atome, au contraire, étant donnée la limitation de la variation des nombres de quanta, les réactions de rayonnement qui produisent le couplage doivent être considérées comme infiniment petites par rapport aux forces interparticulaires, en conformité avec ce qui a été dit plus haut (§ 3).

18. Théorie de la dispersion. — Les phénomènes de réflexion et de dispersion accentuent encore l'opposition entre les conceptions habituelles et les quanta (¹). On connaît en effet les succès remportés, dans ce domaine, par l'électronique classique : non seulement, chaque atome devient le centre de trains d'ondes secondaires, dont la phase est reliée à celle des ondes incidentes ; mais, de plus, cette même théorie retrouve quantitativement l'allure de la dispersion dans les gaz, en assimilant l'atome à un système d'oscillateurs harmoniques dont les fréquences propres sont égalées aux fréquences des raies d'absorption du gaz considéré. La théorie des quanta, au contraire, ne retient pas la notion de

(¹) Cf. Epstein. *Zeits. f. Phys.*, t. 9 (1922), p. 92.

phase (§ 13, 2°) et n'attribue en général la fréquence du rayonnement à aucun mouvement intratomique.

Pour surmonter ces difficultés, Bohr, s'inspirant d'une suggestion de Ladenburg (1921), admet que le mécanisme de couplage (§ 17) devient efficace par la présence même du rayonnement incident : la réaction totale d'un certain nombre d'atomes serait la même que celle d'oscillateurs harmoniques, dont les périodes seraient égales à celle de la radiation émise et dont le nombre pourrait se calculer par des considérations de probabilité ; il y aurait d'ailleurs lieu d'invoquer des hypothèses supplémentaires, puisque la théorie des quanta postule des échanges discontinus d'énergie et que les mesures d'absorption décèlent un affaiblissement progressif de l'intensité incidente [1].

19. Conclusion. — Des considérations qui précèdent (§§ 16-18), il semble bien résulter que les principes de la conservation de l'impulsion et de l'énergie ne sont pas valables pour chacun des processus isolés, dont l'ensemble, en nombre immense, constitue les phénomènes à notre échelle, — tout au moins si l'on garde pour ces deux grandeurs les définitions classiques que les expériences directes ont suggérées.

Au contraire, le principe adiabatique d'Ehrenfest et le principe de correspondance, — encore qu'ils soient formulés avec l'aide des définitions macroscopiques —, possèdent un domaine d'application bien plus général et peuvent être tenus pour « de purs postulats de quanta » ; peut-être seront-ils le point de départ d'une future synthèse, qui, tout en conservant les parties fécondes de l'actuelle théorie des quanta, se présentera comme une extension rationnelle de l'électromagnétisme classique.

[1] D'utiles indications pourraient être tirées de l'étude du « rayonnement de résonance » qui ne présente aucune cohérence avec les trains d'ondes incidents [N. Bohr, *Zeits. f. Phys.*, t. 2 (1920), p. 423].

Manuscrit reçu le 25 mai 1923.

DIFFUSION DES ÉLÉMENTS RADIOACTIFS DANS DES MÉTAUX

par M. L. WERTENSTEIN et Mlle H. DOBROWOLSKA.
Laboratoire de radiologie de la Société Scientifique de Varsovie

1. Historique. — On sait jusqu'ici fort peu de chose sur la diffusion à l'état solide. Dans des travaux déjà anciens (1887-1894), Roberts Austen avait étudié la diffusion de l'Au dans du Pb. Il a trouvé que le coefficient de diffusion varie de 2.10^{-5} cm² : jour jusqu'à $2,6.10^{-3}$ cm² : jour lorsque la température s'élève, depuis la température ordinaire jusqu'à 251° C. La question a été reprise, ces dernières années par un certain nombre d'auteurs. Weiss et Laffitte[1] ont fait des expériences qualitatives sur la diffusion des Zn. Sn, Al, Sb, Ag, Ni dans le Cu à 420° C, du Zn dans le Sn à 100° C. Fraenkel et Houben[2] ont pu mesurer le coefficient de diffusion de l'Au dans l'Ag à 870° C, grâce à une méthode élégante basée sur la sulfuration de l'argent. Ils ont trouvé pour le coefficient de diffusion cherché $3,7.10^{-5}$ cm² : jour. Hevesy et Groh[3] ont cherché, sans résultat, à mettre en évidence le déplacement du Pb radioactif (RaD) dans du Pb ordinaire à 280° C. Ils concluent de leurs expériences que le coefficient de diffusion du Pb dans du Pb (coefficient d'auto-diffusion, Selbstdiffusion Koeffizient) est inférieur à 10^{-4}, résultat qui paraît surprenant si on le compare aux nombres obtenus par Roberts Austen.

Dans un mémoire à la fois théorique et expérimental. Hevesy évalue les coefficients de « Selbstdiffusion » de certains sels cristallisés, en admettant la validité pour ces sels de la relation classique entre la mobilité des ions et leurs coefficients de diffusion. Citons, à titre d'exemple, que pour NaCl, le coefficient de « Selbstdiffusion » calculé est égal, à la température ordinaire, à 3.10^{-18} cm² : jour; à la température de 626° C à $1,4.10^{-5}$ cm² : jour, et immédiatement au-dessous du point de fusion, à $1,4.10^{-3}$ cm² : jour. La légitimité de l'extension de la théorie des gaz aux sels cristallisés semble très douteuse ; cependant, il convient de dire que Hevesy a pu confirmer sa théorie, expérimentalement dans le cas du Ra D

(1) *C. R.*, t. **173** (1921), p. 146.
(2) *Zeits. f. Anorg. Chemie*, t. **116** (1921), p. 1-15.
(3) *Ann. der. Phys.*, t. **65** (1921), p. 216-222.
(4) *Wien. Ber.*, t. **129** 2a (1920), 549-564.
(5) *Phys. Rev.*, t. **20** (1922), p. 113.

diffusant dans le $PbCl^2$ à 469° C; le nombre expérimental est égal à $2,9.10^{-2}$ cm² : jour, le nombre théorique à $2,7.10^{-2}$ cm : jour. Enfin, Langmuir et Dushman ont étudié la diffusion du Th dans le W dans une région de températures comprise entre 1 900 et 2 500° K.

Il résulte de ce qui vient d'être dit que la diffusion à l'état solide est un phénomène qui nécessite, pour son étude expérimentale, une méthode très sensible, capable de mettre en évidence des déplacements très petits de la matière qui subit la diffusion.

2. **Méthode.** — Nous avons imaginé, dans ce but, une méthode applicable aux éléments radioactifs, et basée sur l'observation des scintillations. Le principe de la méthode est le suivant :

Imaginons une lame métallique mince, recouverte d'un dépôt invisible de la substance radioactive, sur un côté seulement. Si la substance émet des rayons α, on peut choisir l'épaisseur de la lame, en y adjoignant s'il y a lieu, des écrans additionnels, de telle manière que les rayons α traversant la lame soient juste complètement absorbés. Dans ces conditions, un écran de Zn S placé du côté inactif de la lame restera obscur. A mesure que la diffusion progresse (en admettant qu'il y ait formation d'une solution solide de l'élément radioactif dans le métal de la lame), les scintillations apparaîtront sur le sulfure de zinc et leur nombre ira en augmentant. En étudiant la variation de ce nombre, à un instant donné, dans des conditions de température déterminées, en fonction de l'épaisseur des écrans interposés entre le ZnS et la lame, on peut établir la distribution de la matière active *dans* la lame. Soit en effet n le nombre des scintillations par unité de temps, observées à travers une épaisseur totale des écrans E. La nature des écrans étant, d'une manière générale, différente de celle de la lame, et le sulfure de zinc se trouvant à une hauteur h au-dessus de la lame, nous aurons ; $E = d_1 + ad_2 + bh$; d_1 étant l'épaisseur de la lame ; d_2, la somme des épaisseurs des écrans (généralement en Al) ; a et b, les équivalents, au point de vue de l'absorption des rayons α, de l'aluminium et de l'air dans le métal de la lame [1]. On peut admettre, en première approximation, que n est proportionnel au nombre d'atomes ayant effectué par suite du phénomène de diffusion, un parcours égal *au moins à* $E - R$, R étant le parcours des rayons α dans le métal de la lame. Soit $f(x)\,dx$ le

[1] En toute rigueur, a et b dépendent de la vitesse des rayons α, mais cette vitesse est mal déterminée, à cause du phénomène même de diffusion. Aussi avons-nous adopté, pour chaque substance, les valeurs a et b qui correspondent aux vitesses initiales des rayons α de cette substance.

nombre d'atomes dans la couche comprise entre x et $x + \mathrm{d}x$; x étant la profondeur de la couche, c'est-à-dire sa distance à la surface active ; le nombre N d'atomes capables de donner des scintillations sera défini par la formule

$$N = \int_{E-R}^{d_1} f(x)\,\mathrm{d}x = \int_{E-R}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x, \text{ approximativement.}$$

Soit ω l'angle solide *moyen* sous lequel l'écran de ZnS est vu des différents points de la surface active, ω étant défini par l'intégrale

$$\omega = \frac{1}{S}\int \frac{\mathrm{d}s\,\mathrm{d}s'}{r^2}\cos\alpha,$$

étendue à la surface $\int \mathrm{d}s = S$ et à celle $\int \mathrm{d}s' = S'$ de l'écran ; r étant la distance des éléments $\mathrm{d}s$ et $\mathrm{d}s'$; α. l'angle que la direction de r fait avec la normale aux plans S, S'.

Soit enfin λ la constante radioactive de la substance étudiée ; on aura :

$$n = \frac{\omega}{4\pi}\lambda\int_{E-R}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x. \tag{1}$$

La fonction $f(x)$ est une solution de l'équation :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - \lambda f, \qquad (D, \text{ coefficient de diffusion.}) \tag{2}$$

avec les conditions initiales suivantes :

pour t quelconque, $\int_0^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x = N_0\,\mathrm{e}^{-\lambda t}$; N_0 = constante,

pour $t = 0$ et $x \neq 0$, $f = 0$;

pour $t > 0$ et $x < 0$, $f = 0$;

pour $t > 0$ et $x = 0$, $\frac{\partial f}{\partial x} = 0$.

La solution cherchée de (2) est donnée par

$$f(x) = N_0\,\mathrm{e}^{-\lambda t}\frac{1}{\sqrt{D\pi t}}\,\mathrm{e}^{-\frac{x^2}{4Dt}} = N_t \,.\, \Phi(x, t), \tag{3}$$

où $N_t = N_0\,\mathrm{e}^{-\lambda t}$ est le nombre total d'atomes radioactifs au temps t; et

$$\Phi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{D\pi t}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4Dt}},$$

la fonction qui exprime la loi de diffusion proprement dite. On voit que cette loi n'est pas modifiée par l'effet de la destruction radioactive ; il faut seulement rapporter la distribution de la matière, à chaque instant, au nombre d'atomes présents à cet instant. Il est facile de montrer qu'il en sera de même pour une substance radioactive constituée par deux éléments se transformant l'un dans l'autre, si leurs coefficients de diffusion sont identiques. Dans ce cas N_0 et N_t seront les nombres d'atomes de celui des éléments radioactifs qui donne des rayons α.

La connaissance de f nous permet d'écrire l'équation (1) sous la forme suivante :

$$n = \frac{\omega}{4\pi} \lambda N_t \int_{E-R}^{\infty} \Phi(x, t)\, \mathrm{d}x = \frac{\omega}{4\pi} \lambda N_t \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{E-R}{2\sqrt{Dt}}}^{\infty} e^{-z^2} \mathrm{d}z.$$

Pour obtenir expérimentalement D, il faut connaître ω, λN_t et N. On calcule ω au moyen d'une quadrature numérique exécutée sur des intégrales elliptiques complètes de première et de deuxième espèce envisagées comme fonctions du module. En pratique, ω ne diffère pas beaucoup de l'angle solide ω_0 sous lequel l'écran de ZnS est vu du centre de l'écran.

λN_t est le nombre total des particules α émises par unité de temps au moment où l'on étudie la distribution. Pour obtenir ce nombre, il suffit de mesurer, dans une chambre d'ionisation étalonnée, à une époque donnée, le courant d'ionisation produit par la surface active. Enfin N est le nombre de scintillations observées par unité de temps ou plutôt l'accroissement que ce nombre a subi, par l'effet de la diffusion, depuis l'instant de la préparation de la surface active. En effet, dès le début de l'expérience, on observe le plus souvent un petit nombre de scintillations « initiales » du côté inactif, même si l'épaisseur totale E est égale ou légèrement supérieure au parcours des rayons α. Nous discuterons plus tard les causes probables de ce phénomène ; pour le moment, nous nous bornerons à dire que pour obtenir N, il faut retrancher du nombre de scintillations observé après une période de diffusion, le nombre de scintillations initiales, ou plutôt le produit de ce nombre par le facteur $\frac{N_t}{N_0}$ facteur qui exprime la destruction radioactive de la substance étudiée.

Connaissant N, ω, λ N_t, on en tire la valeur de l'intégrale J. Les tables des valeurs numériques de cette intégrale nous fournissent la valeur de l'argument $\frac{E-R}{2\sqrt{Dt}}$ et, par conséquent, la valeur du coefficient de diffusion D.

3. Dispositif expérimental. — Résultats. — Nous avons étudié, au moyen de la méthode décrite ci-dessus, la diffusion du Ra B + C et du Po dans les éléments Au, Ag, Pt. Disons tout de suite que, dans tous les cas, la diffusion était, à la température ordinaire, absolument insignifiante et que pour obtenir des effets mesurables nous avons été obligé de maintenir nos préparations dans un four chauffé à une température élevée.

1. *Diffusion du Po.* — Nous nous sommes servis, pour nos expériences, de lames de Pt (épaisseur 8 μ; parcours des rayons α; 7,8 μ) et de Au (épaisseur 8,85 μ; parcours, 8,5 μ).

Pour activer ces lames, par électrolyse d'un côté seulement, nous avons employé le procédé suivant.

Dans la partie droite d'un tube en U (fig. 1) on mettait un tampon

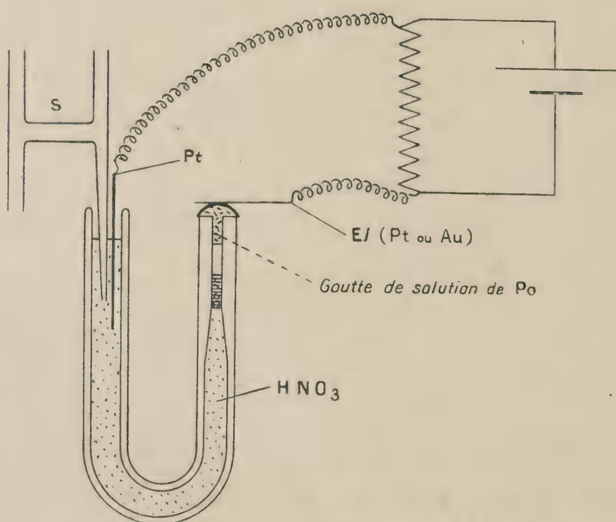


Fig. 1.

de papier buvard fortement tassé, puis un bout de tige de verre de

(1) Nous tenons à remercier ici la maison Caplain St-André qui a bien voulu préparer pour ces expériences des feuilles d'or, de platine et d'argent d'épaisseur appropriée.

diamètre sensiblement égal au diamètre intérieur du tube (environ 2 mm). On remplissait le tube de HNO^3 normal, le liquide n'arrivant pas au dessus de la tige, qui cependant en était mouillée. Au dessus de la tige, on introduisait environ 100 mm³ d'une solution de Po dans HNO^3 ; la solution de Po était alors en contact électrique avec le HNO^3 inactif, sans pouvoir diffuser d'une manière notable dans le liquide inactif. La solution de Po formait sur l'orifice du tube une goutte fortement convexe. La lame destinée à recueillir le dépôt de Po était réunie au pôle négatif d'un potentiomètre et pouvait être amenée dans une position tangente à la goutte par le mouvement d'une vis. Le pôle positif du potentiomètre était réuni à un fil de Pt plongeant dans la partie gauche du tube en U ; à côté du fil plongeait l'extrémité du siphon d'une électrode normale destinée à mesurer, de la manière usuelle, le potentiel de la lame par rapport au liquide. En choisissant convenablement la valeur de ce potentiel (+ 0,275 V_{Hg} pour l'or, environ, + 0,6 V_{Hg} pour le Pt) on arrivait à concentrer, au bout de quelques heures, une fraction notable (environ 15 pour 100) du Po dissous, sur une petite étendue, le côté supérieur de la lame restant parfaitement inactif.

L'électrolyse achevée, on lavait et on séchait la lame. Après avoir mesuré son activité α, on recouvrait le côté actif d'une lame identique et l'on serrait la lame double ainsi obtenue entre deux plaques de 1 mm d'épaisseur, ayant la forme d'un porte-objet, vissées l'une contre l'autre et percées au milieu d'un trou de 8 mm de diamètre (fig. 2). On obtenait de



Fig. 2.

cette manière une monture pouvant facilement être fixée sur la platine d'un microscope, pour l'observation des scintillations ; la deuxième lame était destinée à protéger le côté inactif d'une contamination radioactive, pouvant provenir d'une volatilisation partielle du dépôt pendant la période du chauffage.

Après avoir compté le nombre de « scintillations initiales » à travers des écrans d'Al d'épaisseur convenable, on abandonnait la lame pour une durée d'une semaine dans un four électrique dont la température mesurée

à l'aide d'une pince Pt : Pt-Ir était maintenue au voisinage de 470° C.

Les expériences faites avec l'or ont donné pour le coefficient de diffusion un nombre voisin de 10^{-9} cm² : jour; quelques expériences préliminaires faites avec le Pt ont donné des nombres rapprochés de cette valeur, malheureusement l'expérience définitive faite avec le platine a échoué, par suite d'une surchauffe accidentelle du four qui a amené la volatilisation du polonium. Il convient de dire que, même pour l'or, le résultat ne peut pas être considéré comme précis ; en effet le nombre de scintillations diminue, lorsque l'épaisseur des écrans d'Al croît, moins vite que ne l'exige la théorie, ce qui fait que les coefficients de diffusion calculés *augmentent* avec l'épaisseur des écrans. Nous attribuons cette circonstance au fait que la lame protectrice se soude au bout d'un certain temps à la lame active, ce qui entraîne un courant de diffusion en sens contraire de la diffusion étudiée. Cette diffusion parasite provoque l'appauvrissement des couches les moins profondes en polonium, et une diminution apparente du coefficient de diffusion calculé pour les atomes de Po ayant franchi un petit parcours dans l'or.

2. *Diffusion du Ra B + C.* — Nous avons employé, pour ces expériences, des lames de Ag de 10,5 μ (mises en double ; parcours, 19,2 μ), de Au de 12,15 μ (parcours, 14 μ) et de Pt de 12 μ (parcours, 12,8 μ). Pour activer ces lames d'un côté seulement nous leur donnons la forme d'un cône tronqué L s'adaptant exactement sur un cône semblable C mais plein, en laiton ; la capsule de métal fin une fois mise sur ce cône, nous mettions encore sur ce système une pièce rodée B sur le cône de laiton, qui serrait la partie latérale du cône creux contre le cône plein (fig. 3). L'activation se

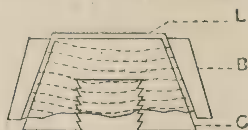


Fig. 3.

faisait de la manière usuelle, dans un récipient contenant de l'émanation du radium, dans lequel un champ électrique était établi de manière à concentrer le dépôt actif sur la lame. De cette façon on arrivait à protéger complètement contre l'activation le côté non exposé de la lame, à condition que la lame n'ait pas été endommagée par les opérations mécaniques nécessaires à lui donner la forme voulue. L'activation terminée, on enlevait

avec précaution la pièce protectrice et la capsule et l'on découpait le fond actif de cette dernière au moyen d'un perce-bouchon. On obtenait une lame circulaire de 5 mm de diamètre que l'on fixait dans une monture identique à celle employée pour le Po, mais munie d'un trou de 4 mm seulement. Après avoir compté les scintillations « initiales » et vérifié que leur nombre décroissait suivant la loi de la désactivation du RaC, on introduisait la monture dans un four électrique chauffé à 470°. Au bout d'une heure environ, on enlevait la monture et l'on étudiait les effets de la diffusion. Nous donnons ci-contre les résultats obtenus. Il convient de faire au sujet de ces résultats les remarques suivantes :

En premier lieu, nous avons toujours observé que les scintillations initiales, en très petit nombre d'ailleurs, sont vues à travers des écrans dont l'épaisseur équivalente jointe à celle de la lame est notablement supérieure au parcours des rayons α du RaC. On peut chercher à attribuer ces scintillations aux particules de long parcours observées par Rutherford et ses collaborateurs; une identification des deux effets est difficile, faute de données numériques précises dans les travaux cités. Rutherford donne 10^{-6} comme ordre de grandeur du nombre relatif de ces particules; le nombre relatif de nos scintillations « initiales » varie de 10^{-6} à 10^{-5}; aussi nous pensons qu'elles ne peuvent pas être expliquées complètement par les particules de Rutherford. Nous avons constaté que ce nombre augmente avec la durée de l'activation et nous pensons qu'une partie de ces scintillations est due aux atomes de RaC enfoncés dans le métal par suite du recul radioactif du RaB. Cette hypothèse peut paraître invraisemblable, étant donné la petitesse du parcours du recul radioactif (de l'ordre de 0,1 μ, alors que les déplacements à attribuer aux atomes de RaC seraient ici de l'ordre de quelques μ), mais il n'est pas impossible qu'une certaine fraction d'atomes projetés franchissent des distances notablement supérieures au parcours moyen.

En second lieu, les coefficients de diffusion calculés augmentent notablement avec l'épaisseur totale des écrans. Ce fait est probablement dû aux raisons dont il était question à propos de la diffusion du polonium (diffusion en sens inverse dans les lames protectrices recouvrant les lames actives). Si cette explication est exacte, ce sont les grandes valeurs qui se rapprochent le plus des valeurs vraies, car la diffusion inverse commence par atteindre les couches les moins profondes. Quoi qu'il en soit, on voit immédiatement que nos résultats ne peuvent prétendre à donner des valeurs précises des coefficients de diffusion ; ils ne font que fixer d'une manière sûre leur ordre de grandeur.

Résultats :

	$(E - R)\,\mu$	$D.10^7$ cm^2 : jour	MOYENNES
Argent	5,98 7,7	3,44 4,1	3,77
Or	6,53 9,07	5,87 10,4	8,2
Platine	5,39 8,6	1,95 4,75	3,41

Les coefficients de diffusion dans tous les métaux étudiés sont du même ordre de grandeur. Ils ne suivent pas l'ordre des fusibilités mais plutôt l'ordre inverse des duretés des métaux étudiés. Il est remarquable que le coefficient de diffusion du Po dans l'or est près de mille fois plus petit que le coefficient de diffusion du RaC dans le même métal. On sait que la diffusion réciproque des métaux dépend essentiellement de la nature de leur union et l'on serait tenté d'attribuer la lenteur de la diffusion du polonium dans l'or à la formation d'un composé chimique de ces deux éléments.

Manuscrit reçu le 28 mai 1923.

SÉRIE VI. — TOME IV. OCTOBRE 1923 N° 10.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

SPECTRES D'ÉTINCELLE D'ORDRE SUPÉRIEUR DU MERCURE

par MM. LÉON et EUGÈNE BLOCH

1. — Le phénomène de la décharge par induction dans un tube sans électrodes a été découvert par J.-J. Thomson en 1891. Les deux mémoires [1] que ce physicien a consacrés à l'étude de la question lui ont permis d'élucider dans ses traits essentiels le mécanisme de ce nouveau type de décharge. En faisant varier dans des limites étendues la forme du tube à vide, l'importance de l'enroulement inducteur, la pression, la nature du gaz, la valeur du potentiel de décharge, en étudiant les modifications produites par un champ magnétique ou par l'approche de corps conducteurs, J.-J. Thomson a rattaché d'une manière certaine les phénomènes observés aux idées qui devaient le conduire à la théorie du passage de l'électricité à travers les gaz.

Dès son premier mémoire, le physicien anglais a signalé l'intérêt tout spécial que présente pour la Spectroscopie l'emploi des tubes à vide sans électrodes. La possibilité d'obtenir une décharge lumineuse de grand éclat dans un gaz sans risque de le souiller par les impuretés provenant des électrodes, est un avantage précieux. De plus, la nature de la lumière émise est sous la dépendance de conditions d'excitation faciles à régler. Non seulement, en effet, J.-J. Thomson a examiné la décharge sans électrodes dans l'air, le gaz carbonique, le gaz d'éclairage, l'acétylène, l'hydrogène, l'oxygène [2], mais il a dégagé les deux facteurs essentiels dont dépend le rayonnement émis par la décharge, savoir la pression du gaz et la longueur d'étincelle dans le circuit oscillant [3]. Il a signalé aussi le fait, sur lequel nous aurons à revenir, que dans la décharge de haute excitation certaines raies apparaissent très brillantes, d'autres au contraire sont atténuées.

Il est remarquable que, malgré l'importance des résultats obtenus dès le début, l'étude systématique des spectres produits dans les tubes sans

(1) J.-J. THOMSON. *Phil. Mag.*, t. **32** (1891), p. 321 et p. 425.
(2) C'est à cette occasion qu'a été découvert le phénomène de la phosphorescence de l'oxygène.
(3) *Loc. cit.*, p. 335.

électrodes ait été longtemps négligée. C'est plus de 20 ans après les travaux de J.-J. Thomson que Wachsmuth et Winawer [1] ont repris le dispositif indiqué par cet auteur pour étudier, en fonction de la pression, les divers régimes de décharge lumineuse au sein d'un gaz pur ou d'un mélange de gaz (cas des gaz rares). Depuis lors, un grand nombre de physiciens ont utilisé à diverses fins le montage de J.-J. Thomson. Nous citerons entre autres les travaux de Masson [2] sur le spectre de l'hydrogène, ceux de Kowalski [3], de Hagenbach et Frey [4], de Hagenbach et Schumacher [5], de Van der Lingen [6] sur les spectres du mercure, du zinc et du cadmium, ceux de Mac Lennan [7] sur le spectre du potassium, de Dunoyer [8] sur les spectres du césium et du rubidium, de Robertson [9] sur les spectres du potassium, du sodium, du lithium, du mercure et de l'iode.

Les recherches qui précèdent ont permis de reconnaître qu'en général le spectre d'émission d'une vapeur dans un tube sans électrodes diffère beaucoup du spectre d'arc fourni par le même élément. Il est notablement plus riche en raies, et les raies supplémentaires appartiennent à ce qu'on nomme le spectre d'étincelle, c'est-à-dire à un type d'excitation de l'atome plus élevé que le spectre d'arc. A cet égard, la décharge sans électrodes se rapproche de la décharge *condensée* dans un tube avec électrodes. On sait que cette dernière donne aussi un spectre « riche en raies » (cas du mercure p. ex.), que les spectroscopistes identifient avec le spectre d'étincelle. Les habitudes de langage un peu conventionnelles qui sont de règle ici ne peuvent pas créer de confusion sur le fond des choses. Il est universellement reconnu que le spectre d'arc est celui qui est émis par l'atome neutre, le spectre d'étincelle celui qui est émis par l'atome ionisé. On dira donc que la décharge dans un tube sans électrodes donne lieu à une émission spectrale importante non seulement de la part des atomes neutres, mais surtout de la part des atomes ionisés. C'est l'idée qui nous a amenés à nous servir de cette source pour tenter une analyse systématique du spectre de ces derniers atomes.

2. — Le problème que nous venons de poser prend un sens tout à fait précis dans la théorie moderne de la structure atomique, telle qu'elle a

(1) Wachsmuth et Winawer, *Ann. der. Phys.*, t. **42** (1913), p. 585.
(2) Masson. *Nature*, t. **92** (1914), p. 503.
(3) De Kowalski. *C.-R.*, t. **158** (1914), p. 788.
(4) Hagenbach et Frey. *Phys. Zeitsch.*, t. **18** (1917), p. 544.
(5) Hagenbach et Schumacher. *Zeitsch. für wiss. Phot.*, t. **19** (1919), p. 129.
(6) Van der Lingen. *Zeitsch. für Phys.*, t. **8** (1922), p. 145.
(7) Mac Lennan. *Proc. Roy. Soc.*, t. **100** (1921), p. 182.
(8) Dunoyer. *Jour. de Phys. et Le Rad.*, t. **3** (1922), p. 261.
(9) Robertson. *Phys. Rev.*, t. **19** (1922), p. 470.

été formulée par Bohr (1). D'après cette théorie, la formation des atomes à partir de noyaux chargés positivement et d'électrons libres suit les lois de la mécanique des quanta, combinées avec certains principes de stabilité et de symétrie. Les électrons successivement captés par le noyau se disposent sur des orbites de moins en moins stables, l'orbite de l'électron capté en dernier lieu n'étant pas nécessairement la plus extérieure : à la suite de réactions et de réarrangements, certains électrons peuvent venir se placer sur des niveaux profonds qui paraissaient complets, mais dont la stabilité relative s'est modifiée par l'apport d'autres électrons sur des couches plus externes. Les électrons de stabilité minimum, qui sont en général les électrons périphériques, sont aussi les électrons de « valence » ou les électrons « optiques ». Lorsque l'électron le moins stable a été arraché de sa position normale, il y revient (et l'atome se neutralise) par sauts de quanta successifs qui donnent lieu à l'émission du spectre d'arc. Le spectre d'arc est donc caractéristique de l'atome neutre. Mais si l'atome a perdu 1, 2, 3, etc., électrons, c'est-à-dire s'il s'est transformé en ion à charge simple ou multiple, l'arrachement d'un nouvel électron et son retour à l'orbite initiale donneront lieu à l'émission d'un spectre nouveau : c'est le spectre d'étincelle. Par définition, il doit exister non seulement *un* spectre d'étincelle *du premier ordre*, mais *des* spectres d'étincelle d'*ordre supérieur*, correspondant à l'atome doublement, triplement ionisé, etc. On doit même penser qu'il peut exister autant de spectres d'étincelle de chaque ordre qu'il y a de façons différentes d'arracher à l'atome un nombre donné d'électrons.

Nos connaissances expérimentales sur les spectres d'étincelle sont encore extrêmement restreintes, malgré les importants travaux effectués dans ce domaine par Fowler et par Paschen. Toutefois, on connaît déjà pour un certain nombre d'éléments les lois de séries du spectre d'étincelle (2), en désignant sous ce nom ce que nous avons appelé plus haut spectre d'étincelle du 1er ordre. Tel est le cas, par exemple, pour les métaux alcalino-terreux. Dans le groupe zinc, cadmium, mercure, on a aussi reconnu quelques doublets d'étincelle caractéristiques. Mais pour la plupart des éléments, les séries spectrales dont se compose le spectre d'étincelle du premier ordre sont encore totalement inconnues. On a seulement de fortes raisons de croire, conformément à la loi du déplacement de Kossel et Sommerfeld, que le spectre d'étincelle du premier ordre d'un élément déterminé a une structure analogue au spectre d'arc de l'élément qui le

(1) Voir p. ex. *Journ. de Phys. et Le Radium*, t. **3** (1922), p. 110.
(2) Fowler. *Report on Series in Line Spectra*, Londres (1922).

précède dans le Tableau périodique : cette analogie spectrale reflète l'analogie de structure électronique entre deux systèmes ne différant que par la présence ou l'absence d'une charge positive élémentaire. En fait, la théorie de Bohr prévoit que la constante de Rydberg N, caractéristique du spectre de l'ion monovalent en voie de neutralisation (spectre d'arc), doit être remplacée par $4\ N$ dans le cas du spectre d'étincelle du premier ordre (spectre de l'ion simplement chargé), et l'expérience a jusqu'ici bien confirmé cette prévision. C'est ce qui résulte en particulier des travaux de Nissen [1] et de ceux de Zeeman et Dik [2] sur le spectre d'étincelle du potassium comparé au spectre d'arc de l'argon, comme aussi des recherches de Fues [3] sur la comparaison du spectre d'étincelle des alcalino-terreux avec le spectre d'arc des alcalins correspondants. D'une façon générale, on doit considérer aujourd'hui le remplacement de N par $4\ N$ comme la condition nécessaire d'établissement pour les formules de séries du spectre d'étincelle du premier ordre.

Les spectres d'étincelle d'ordre supérieur à 1 sont encore bien moins connus que le spectre d'étincelle du premier ordre, et la raison majeure de notre ignorance à ce sujet réside dans la difficulté qu'il y a à isoler expérimentalement ces spectres. Les tables classiques de Kayser, d'Exner et Haschek, etc., classent dans un seul et même spectre, dit spectre d'étincelle, toutes les raies qui ne sont pas des raies d'arc; et la plupart des spectroscopistes ont hésité jusqu'ici à faire dans le spectre d'étincelle des subdivisions correspondant à des degrés d'excitation croissante. Toutefois il a été remarqué depuis longtemps [4] que les variations d'intensité des raies avec les conditions expérimentales sont beaucoup plus marquées et plus fréquentes dans le spectre d'étincelle que dans le spectre d'arc d'un élément. Parfois, sans variation sensible dans les conditions de la décharge, certaines raies s'affaiblissent, d'autres se renforcent, témoignant ainsi d'une hétérogénéité semblable à celle qui a obligé à introduire la distinction entre les raies d'arc et les raies d'étincelle (enhanced lines). Bien plus, en forçant systématiquement les conditions d'excitation, on est arrivé à reconnaître, au moins pour un petit nombre d'éléments (oxygène, silicium, carbone, aluminium), des groupes de raies appartenant avec certitude au spectre d'étincelle d'ordre 2 et même au spectre d'étincelle d'ordre 3.

(1) Nissen. *Astroph. Jour.*, t. **57** (1923), p. 185.
(2) Zeeman et Dik. *Proc. Amsterdam*, t. **25** (1922), p. 167 et *Ann. der Phys.*, t. **71** (1923), p. 155. – Il y a lieu de signaler dans le même ordre d'idées le travail de Reinheimmer sur le spectre d'étincelle du rubidium [*Ann. der Phys.*, t. **71** (1923) p. 162] et une remarque de Paschen [*Ann. der Phys.*, t. **71** (1923), p. 561], concernant le spectre d'étincelle du chlore.
(3) Fues. *Ann. der Phys.*, t. **63** (1920), p. 1.
(4) V. p. ex. Pollock. *Proc. Roy. Soc. Dublin*, n° 16 (1907), p. 184.

C'est ainsi que Paschen [1] a obtenu récemment les formules de séries de l'aluminium 2 fois ionisé et que Fowler [2], dans un travail plus remarquable encore, a isolé avec certitude des systèmes de séries du silicium appartenant au silicium 3 fois ionisé. Pour ces dernières séries, situées en partie dans l'ultraviolet de Schumann, la constante N de Rydberg doit être remplacée par 16 N, la charge quadruple du noyau agissant dans la théorie de Bohr avec une efficacité proportionnelle au carré de sa valeur.

Ces résultats sont évidemment d'une importance fondamentale non seulement pour la Spectroscopie pure, mais pour la théorie de l'atome et du rayonnement en général. Aussi paraît-il désirable de perfectionner nos connaissances sur les spectres d'étincelle d'ordre supérieur des divers éléments. Il y a là toute une Spectroscopie nouvelle à établir expérimentalement et qui constituera le second anneau de la chaîne reliant l'Optique du spectre visible à l'Optique des rayons X. Malheureusement les conditions d'observation des spectres d'ordre supérieur sont de plus en plus difficiles à réaliser, en même temps qu'il devient de plus en plus malaisé de séparer ces spectres les uns des autres. Nous avons essayé d'apporter une contribution à cette étude en recherchant si la décharge sans électrodes, dont le spectre est spécialement riche en raies d'étincelle, ne permet pas, par une variation progressive de l'excitation, d'isoler au moins partiellement les spectres successifs. Nos recherches, qui ont porté sur un certain nombre de gaz et de vapeurs, ont conduit dans beaucoup de cas à des résultats positifs. Les éléments auxquels il était naturel de s'adresser en premier lieu sont ceux qui ont déjà été reconnus par ailleurs comme susceptibles de fournir sous l'action de la décharge des ions à charge simple ou multiple. A cet égard, la méthode d'analyse des rayons positifs, dont nous sommes encore redevables à J.-J. Thomson [3], nous a servi de guide très utilement. Les corps signalés par ce physicien comme fournissant le plus aisément des ions à charge multiple (le mercure peut porter jusqu'à 8 charges positives, le crypton 4 ou 5, l'argon 3) sont aussi ceux parmi lesquels nous avons observé des spectres d'étincelle d'ordre supérieur. Dans le présent travail, nous nous limitons à l'analyse détaillée des spectres d'étincelle du mercure.

3. — Notre dispositif expérimental, comme celui des physiciens dont les noms ont été cités plus haut, ne diffère que fort peu du dispositif original de J.-J. Thomson. La vapeur ou le gaz à étudier est enfermé dans un

[1] Paschen. *Ann. der Phys.*, t. **71** (1923), p. 142 et 537.
[2] Fowler. *Proc. Roy. Soc.*, t. **103** (1923), p. 413.
[3] J.-J. Thomson. *Rays of Positive Electricity*, p. 53, Londres, 1913.

tube cylindrique de silice fondue, terminé par des fenêtres planes taillées dans la même substance. Le tube, dont le diamètre est de 30 mm et la longueur de 20 cm, est muni d'une prise de vide latérale que l'on scelle au chalumeau oxhydrique après avoir chauffé le tube au rouge pendant plusieurs heures dans le vide et introduit finalement une petite goutte de mercure. Sur l'une des extrémités du tube on dispose un enroulement inducteur d'une dizaine de tours. Cet enroulement fait partie d'un circuit de décharge comprenant un éclateur à électrodes d'aluminium monté de façon que l'écartement des électrodes soit réglable à volonté même pendant le fonctionnement. La décharge qui alimente ce circuit est une décharge oscillante de haute tension fournie par un transformateur dont le primaire reçoit le courant alternatif du secteur à 42 périodes avec interposition d'une self-inductance de réglage. Le secondaire de ce transformateur est relié d'une part au circuit de décharge, d'autre part à une forte batterie de condensateurs réglée a la résonance pour 42 périodes, conformément au dispositif Hemsalech-Tissot. On obtient ainsi des étincelles très condensées, d'un caractère nettement disruptif, et dont le rythme peut être réglé à volonté en agissant sur la self-inductance primaire. La fréquence d'oscillation mesurée correspond à une longueur d'onde de 725 mètres.

Aussitôt que la décharge fonctionne, on aperçoit dans le tube, si la pression est convenable et si la distance explosive n'est pas trop faible, un anneau lumineux intense qui, dans le cas du mercure, a un aspect d'un blanc éclatant. En examinant le tube transversalement, dans la région qui n'est pas recouverte par l'enroulement, on voit que la luminosité se prolonge sous forme d'une flamme conique d'autant plus développée que le potentiel de décharge est plus fort. La teinte de cette flamme, surtout sur les bords, est nettement verdâtre, son éclat est bien moindre que celui de la zone annulaire intérieure à l'enroulement; au spectroscope on voit immédiatement qu'elle donne d'une façon très pure le spectre d'arc du mercure, tandis que l'anneau proprement dit donne un spectre très riche en raies d'étincelle.

L'excitation lumineuse du tube n'apporte pas d'amortissement sensible à la décharge oscillante, bien que l'énergie dissipée en chaleur dans l'enroulement et dans le tube puisse entraîner une élévation de température d'une centaine de degrés. Cette élévation de température est parfois utile pour maintenir la tension de vapeur du mercure à la valeur que l'on désire atteindre : dans d'autre cas, on chauffe extérieurement le système au moyen d'un four électrique à résistance. De toutes façons, on observe que lorsque la température est relativement élevée et, par suite, la tension de vapeur

relativement forte, l'anneau lumineux est étroit et son éclat rappelle celui de l'arc au mercure. Aux faibles pressions, l'anneau envahit presque toute la section du tube, soit en laissant un centre noir, soit en donnant lieu à des apparences zonées où les intensités varient alternativement. Des faits du même genre ont déjà été signalés par J.-J. Thomson et par ses successeurs. Ajoutons seulement que si la décharge lumineuse est parfaitement stable sitôt que le potentiel est élevé, on observe souvent, avec la vapeur de mercure et avec d'autres gaz, qu'aux très faibles potentiels l'anneau lumineux est sillonné de stries obscures radiales dont le nombre et la visibilité varient beaucoup, mais dont la position semble stationnaire.

Puisque l'anneau lumineux est la région d'émission du spectre d'étincelle, c'est lui dont on doit former l'image sur la fente d'un spectroscope ou d'un spectrographe. Nous avons utilisé divers types de spectrographes, possédant une dispersion convenable dans les différentes régions du spectre. Pour l'étude du spectre visible, nous avons disposé d'un spectrographe Hilger, obligeamment prêté par M. Lambert, qui fournit sur plaques spéciales panchromatiques Ilford, ou sur plaques Chroma Lumière, de bons spectres dans la région 6 500-4 000 Å. Dans l'ultraviolet, nous avons utilisé principalement un spectrographe Pellin à un prisme de quartz. Il est possible, par l'emploi d'un prisme à réflexion totale, de photographier *simultanément* le spectre visible et les pectre ultraviolet, et d'assurer ainsi pour les deux régions le raccordement correct des spectres d'étincelle des différents ordres.

Si, comme le suggère la théorie, les spectres d'étincelle d'ordres successifs correspondent à des types d'excitation croissante de l'atome, on doit penser que ces spectres apparaîtront successivement lorsqu'on fera croître le potentiel de décharge. Ce mode de variation, que l'on réalise aisément en faisant croître la distance explosive, a l'avantage de laisser invariables toutes les autres conditions expérimentales, y compris la fréquence [1]. En opérant à potentiel croissant, on doit s'attendre à voir apparaître d'abord le spectre d'arc, puis les raies d'étincelle du premier ordre, puis celles du second ordre, etc. Cette formation progressive se manifestera avec une netteté particulière sur les spectres dont les raies sont de véritables images de la fente : ces raies se dessineront d'abord dans les régions où le champ est le plus intense, c'est-à-dire au bord externe de l'anneau, elles s'allongeront progressivement jusqu'à atteindre le centre du champ, tandis que

[1] C'est là une supériorité sur le réglage par self-inductance secondaire, l'introduction d'une self-inductance de ce genre (Hemsalech, Lewis, etc.) diminue non seulement le potentiel efficace, mais aussi la fréquence.

les raies d'excitation supérieure prendront naissance à leur tour vers les bords. On observera donc sur les clichés des raies *longues* et des raies *courtes*, dont la genèse et l'évolution permettront une classification précise. C'est cette prévision que l'expérience a confirmée, en donnant à la méthode d'analyse qui vient d'être esquissée un caractère pratique.

4. — Avant de décrire l'aspect général que présentent nos clichés, il est bon de souligner les imperfections de la méthode, imperfections qu'il ne paraît pas impossible de diminuer par des précautions spéciales et qui, heureusement, ne sont pas de nature à entacher d'erreur l'ensemble des résultats. D'abord il est impossible, par suite de l'usure des électrodes de l'éclateur, de maintenir le potentiel rigoureusement fixe pendant une pose prolongée. Pendant le même temps, la température et la pression de la vapeur peuvent changer un peu, ce qui peut entraîner un changement dans le régime de la décharge. Enfin à l'intérieur d'un solénoïde de 10 spires au pas de 10 mm, le champ électrique n'est qu'en première approximation composé de lignes de force circulaires, son intensité n'est qu'en première approximation proportionnelle à la distance au centre. Les courants induits dans les couches extérieures du gaz exercent une action d'écran sur les régions plus profondes. Enfin, comme nous l'avons signalé plus haut, aux fortes pressions toutes les raies ont tendance à devenir courtes, aux faibles pressions elles deviennent toutes longues ; c'est seulement dans un intervalle de pression convenablement choisi que la discrimination devient possible entre raies de différents ordres. Pour tous ces motifs, on ne peut espérer tirer de conclusion certaine de l'examen d'un spectre unique. C'est seulement de la comparaison des clichés pris à tensions croissantes qu'on peut tirer avec une probabilité très grande des conclusions relatives à l'homologie ou à la différence de nature des raies.

En général, nous avons juxtaposé sur le même cliché 4 ou 5 spectres pris à tension croissante. L'ensemble du cliché permet alors de décider presque toujours à première vue de la nature des raies.

Les raies d'arc, présentes à l'état de raies longues sur le spectre de moindre excitation, s'atténuent dans les spectres suivants, surtout vers leurs extrémités, en même temps qu'elles se concentrent ou se renflent vers le milieu. Il arrive fréquemment que dans les spectres pris à très haute tension, certaines raies d'arc s'effacent complètement.

Les raies d'étincelle du premier ordre apparaissent comme raies courtes dans les clichés où les raies d'arc sont déjà longues. Elles se développent en s'allongeant, puis en se concentrant vers le centre comme le faisaient les raies d'arc, mais avec un retard très marqué sur ces dernières.

Les raies d'étincelle du deuxième ordre se reconnaissent à leur apparition sensiblement postérieure à celle des raies du premier ordre, et surtout à leur évolution nettement différente. Dans certains spectres où les raies du premier ordre sont déjà longues ou même sur le déclin, les raies du deuxième ordre sont encore incomplètes ou en voie de croissance. Il est difficile, même aux tensions élevées, d'obtenir l'affaiblissement des raies du deuxième ordre, bien que certains de nos clichés montrent l'indication de ce phénomène.

Enfin, nous attribuons au spectre du troisième ordre les raies qui apparaissent les dernières et demeurent courtes ou très courtes même aux excitations les plus élevées. Ces raies sont, en général, d'intensité faible, comme on doit s'y attendre. Les raies d'étincelle de chaque ordre se forment en effet, d'après ce qui précède, aux dépens des raies de l'ordre immédiatement inférieur, et la proportion des centres qui subissent l'ionisation multiple diminue très vite avec l'ordre de multiplicité.

Bien entendu, la classification qui vient d'être esquissée doit être comprise avec quelques réserves. Il est clair que si deux spectres d'étincelle consécutifs ne présentaient qu'une différence de niveau énergétique faible, leur séparation deviendrait difficile à effectuer sans précaution spéciale. Aussi admettons-nous la possibilité que les spectres isolés par notre méthode puissent être sujets à différenciation ultérieure. Il n'en est pas moins nécessaire de se livrer à une analyse préalable qui, dans beaucoup de cas, sera une bonne approximation de la vérité. Ajoutons encore que le spectre d'étincelle du 1er ordre est celui qui se détermine le mieux, parce-qu'il se sépare nettement à la fois du spectre d'arc et du spectre du 2e ordre. Pour celui-ci, la décision est souvent plus délicate, surtout quand on a affaire à des raies faibles ou diffuses.

Un mot touchant la nomenclature adoptée. Il paraît intéressant d'unifier dès à présent les notations en ce qui concerne les spectres d'arc et les spectres d'étincelle des divers ordres. A cet égard, nous sommes disposés à recommander la notation très rationnelle de Fowler, qui marque d'un chiffre romain l'ordre du spectre envisagé. Ainsi Si IV désigne le spectre d'étincelle du 3e ordre du silicium, le spectre d'arc étant Si I. De même Al I, Al II, Al III désignent les trois spectres actuellement connus de l'aluminium. Pour le mercure, les spectres qui vont être décrits ci-dessous devraient donc être notés Hg II, Hg III, Hg IV. En attendant que cette notation soit justifiée par la sanction de la pratique, on peut employer à titre provisoire la notation E_1, E_2, E_3 pour désigner les trois spectres d'étincelle consécutifs, dont on est en droit d'affirmer avec une grande probabilité qu'ils appartiennent aux ions Hg^{+}, Hg^{++}, Hg^{+++}.

5. — Le tableau suivant renferme la liste de toutes les raies du mercure présentes sur nos clichés, à l'exception de quelques raies très faibles. Les longueurs d'onde n'ont pas été déterminées par nous, mais identifiées avec les longueurs d'onde données par Stiles, par Eder et Valenta ou par Stark. Nous avons préféré, lorsque cela a été possible, donner les nombres de Stiles ([1]), en nous contentant de 2 chiffres décimaux significatifs. Les longueurs d'onde données avec une seule décimale sont généralement celles d'Eder et Valenta ([2]) ou de Stark ([3]). Enfin un assez grand nombre de raies nouvelles sont visibles sur nos clichés et appartiennent très vraisemblablement au mercure. Ces raies sont marquées du signe * dans le tableau I. Nous avons indiqué leur longueur d'onde approchée, à 1 Å près. Une grande quantité de celles que nous avons reconnues forment un groupe compact dans la région 3 300-3 000. Les raies nouvelles sont nombreuses aussi dans la région rouge du spectre, qui ne paraît pas avoir été explorée très complètement jusqu'ici, et où nos clichés font voir, même au-delà de la limite du tableau I, beaucoup de raies d'étincelle intenses. Nous pensons qu'il serait également très utile de prolonger le spectre d'étincelle du mercure jusque dans l'ultra-violet de Schumann.

La première colonne du tableau I contient l'indication conventionnelle des intensités, telles qu'elles sont estimées d'après les clichés obtenus aux plus hautes tensions. Il est important de noter que les intensités relatives sont tout à fait différentes dans les spectres de basse tension, où les raies d'étincelle du 1er ordre sont prédominantes. L'indication des intensités relatives n'a de sens véritable que pour les raies appartenant à un même spectre.

Les colonnes 3, 4, 5, 6, contiennent l'indication du spectre auquel la raie appartient, spectre d'arc, spectre d'étincelle d'ordre 1, 2, 3 ([4]). La plupart des indications ont été contrôlées par l'analyse d'un grand nombre de clichés concordants, et nous ne pensons pas qu'il s'y soit glissé d'erreurs importantes, surtout en ce qui concerne les raies du 1er ordre. Pour les raies d'ordre supérieur, l'indication est un peu moins sûre lorsqu'il s'agit de raies faibles, elle est suffisamment bien établie pour les raies plus intenses. Les raies E_3 sont presque toutes d'intensité modérée ou faible. Partout où l'incertitude nous a semblé trop grande, l'indication de l'ordre du spectre est accompagnée d'un point d'interrogation.

([1]) Stiles, *Astroph. Journ.*, t. **30** (1909), p. 48.
([2]) Eder et Valenta, *Denkschr. der Wien. Akad.*, t. **61** (1905), p. 401.
([3]) Stark, *Ann. der Phys.*, t. **16** (1905), p. 490.
([4]) Dans un très petit nombre de cas, où deux raies sont superposées, l'indication de l'ordre se réfère à la raie d'excitation la plus élevée.

TABLEAU I.

INT.	λ	ARC A	ÉTINCELLE E_1	E_2	E_3
5	6 149,37		1		
2	23,48		1		
1	11*				3
2	01*		1		
2	6 090*		1		
1	72,66	A			
1	59*		1		
2	46*			2	
1	32*		1		
2	25*			2	
2	17*		1		
1	5 994*		1		
1	82*				3
1	71*		1		
2	62*		1		
1	56*				3
1	49*		1		
1	44*				3
2	36*				3
1	19*		1		
1	11*		1		
4	5 888,79		1		
1	80,5				3
4	71,30		1		
1	64,4		1		
2	54,5		1		
1	40,6		1		
2	34,0				3
3	17,5?		1		
1	04,3				3
2	5 799*		1		
5	90,66	A			
2	81,9				3
5	69,60	A			
3	46,6			2	
4	28,12			2	
1	17,0				3?
1	07,7*				3?
3	5 699,0		1		
5	77,15		1		
2	66,37			2	
2	62,01			2	
3	37,71			2	
4	5 595,34		1		
1	87,9				3?
1	76,2				3?
3	71,00			2	
1	64,6*		1		
1	53,6		1		
3	40,95			2	
1	13,4		1		
1	01,4		1		
1	90,0		1		
1	84,6		1		
1	76,3		1		
5	5 460,74	A			
2	50,15			2	
1	43,2		1		
1	36,5		1		

INT.	λ	ARC A	ÉTINCELLE E_1	E_2	E_3
5	25,25		1		
1	16,9		1		
1	07,5*		1		
2	5 398,5		1		
1	93,4		1		
1	84,9		1		
1	73,2		1		
1	65,24		1		
1	54,29		1		
2	46,3		1		
1	34,3		1		
1	17,2*		1		
2	11,7		1		
1	08,0		1		
2	5 294,7		1		
2	88,7		1		
3	81,5		1		
2	73,7				3
1	54,0				3
3	42,8		1		
2	33,8		1		
2	24,2		1		
3	16,38		1		
3	10,79			2	
3	04,78		1		
3	5 196,6		1		
1	90,7		1		
1	87,5		1		
1	72,4		1		
3	62,28		1		
3	49,2?		1		
2	35,6?		1		
4	28,41		1		
1	21,2		1		
1	18,1*				3?
1	15,1*				3?
1	13,7		1		
1	07,3			2	
2	01,5		1		
1	5 098,4				3?
1	86,3				3
2	81,26		1		
1	73,6		1		
4	66,49		1		
2	62,6		1		
1	58,4		1		
1	51,8		1?		
1	48,4		1?		
3	43,26		1		
2	38,3				3
1	36,6*		1		
1	23,9*		1		
1	20,9			2	
1	18,4			2	
1	08,6		1		
1	01,3*			2	
2	4 992,13			2	
1	88,04			2	
1	80,58			1	

INT.	λ	ARC A	ÉTINCELLE E$_1$	E$_2$	E$_3$
3	73.42			2	
2	60.43		1		
2	49,53			2	
1	43.4		1		
1	33,0		1		
1	21,0*		1		
3	16.05	A			
1	13.0		1		
3	02,85		1		
2	4 898.79			2?	
1	95,8		1		
1	90,0				3?
1	80,2		1		
2	69,85			2	
2	66,72			2	
2	64.76		1		
2	55,72		1		
1	49,4		1		
1	44,56		1		
2	41,16				3
4	25,62		1		
3	12.78		1		
4	4 797,01			2	
1	89.7*		1		
1	81,0				3?
1	73.7				3?
1	68,1				3?
3	66,39			2	
1	62,7		1		
1	60.2*		1		
2	51,17		1		
3	42,41		1		
1	38,0*		1		
1	31.9*				3
2	27.26				3
3	07,7		1		
1	4 697,9		1		
1	89,1				3
1	87,0		1		
1	81,6				3
1	78,3*		1		
1	76,0*				3
1	67.5				3
1	64,2				3
1	61,64				3
4	60,28		1		
2	51.17			2	
1	47,45				3
1	39,3?				3
1	35,9		1		
1	30,5				3
1	26,2		1		
1	20,5				3
1	04,11		1		
1	02,37				3
1	00,7				3
3	4 598.2			2	
1	93,5				3?
1	87.1				3?
1	85,1*				3?
1	79,6*				3?

INT.	λ	ARC A	ÉTINCELLE E$_1$	E$_2$	E$_3$
1	78,2		1		
1	71,5				3?
1	68,8				3?
1	62,3				3?
2	56,7		1		
2	52,89			2	
1	46,55				3
1	43,59				3
1	37,44				3
1	34,49				3
1	32,10		1		
1	28,6*				3
3	22,9		1		
2	15,79			2	
1	11,5				3
1	07,78				3
1	06,70				3
2	05,0			2	
1	4 499,8				3
1	98,0				3
1	93,2		1		
1	91,60				3
1	89,73			2	
5	87,48			2	
1	83,68				3
1	80,49				3
3	70,60			2	
1	66,7				3
2	64,2		1		
2	59,18				3
1	54,1		1		
1	51,64		1		
1	46,4				3
2	35,24				3
1	30,90				3
3	25,9		1		
1	22,2				3
1	20,6				3
1	14,89				3
1	13,83				3
1	11,78				3
3	02,06			2	
3	4 398,2		1		
2	92,14			2	
1	85,57				3
1	82.58				3
2	78,63			2	
2	76,19			2	
1	72,6		1		
1	68,95		1		
1	65,8*		1		
5	58,34	A			
4	47,50	A			
2	39,24	A			
2	36,90			2	
1	33,22				3
1	27,02				3
1	24,62				3
2	20,53				3
2	14,00				3
1	10,3		1		

INT.	λ	ARC A	ÉTINCELLE E₁	E₂	E₃
2	05,5				3
1	01,7				3
1	4 297,27				3
2	92,21				3
1	89,72				3
1	88,2				3
3	84,71			2	
3	82,78			2	
1	77,57		1		
1	70,09				3
3	64,66			2	
3	61,87			2	
1	56,18				3
1	52,58				3
1	48,9				3
1	39,2*				3
1	37,49				3
2	33,99			2	
2	30,13			2	
2	27,87			2	
2	21,41			2	
4	16,72			2	
2	12,22			2	
1	06,10				3
1	4 196,68			2	
1	91,98		1		
2	85,51			2	
3	78,[illegible]2			2	
2	75,63			2	
2	61,65			2	
1	56,68				3
1	40,38			2	
3	22,12			2	
3	15,38			2	
1	08,08	A			
3	05,86			2	
4	4 077,84	A			
5	46,56	A			
2	32,94			2	
1	25,95			2	
1	13,46			2	
3	06,27			2	
7	3 983,96		1		
2	68,03			2	
2	64,83			2	
2	62,80			2	
2	60,24			2	
1	54,45			2	
2	48,29			2	
2	45,09			2	
2	42,59			2	
1	36,62			2	
2	25,65			2	
1	22,04			2	
2	18,92		1?		
1	16,25			2	
1	14,29		1?		
1	06,48	A			
1	3 880,90			2	
2	74,98			2	
1	69,11				3

INT.	λ	ARC A	ÉTINCELLE E₁	E₂	E₃
1	60,29		1		
2	57,34				3
2	45,15			2	
1	39,26		1		
1	32,46				3
2	26,61			2	
1	20,6	A			
1	07,6		1		
1	03,51			2	
1	3 790,36	A			
1	89*				3
2	74,52			2	
2	72*			2?	
1	71,01	A			
1	57,20			2	
1	55,0			2	
1	51,74	A			
2	50,84		1		
1	42,48			2	
2	29,40			2	
1	09,51			2	
3	07,94		1		
1	3 689,82			2	
3	84,91			2	
3	80,01			2	
5	63,27	A			
5	54,83	A			
5	50,14	A			
4	38,34			2	
4	30,64			2	
3	18,6			2	
2	13,61			2	
4	07,60		1		
4	3 594,94			2	
3	78,75			2	
1	61,74	A			
1	56,28			2	
1	52,65			2	
1	49,41		1		
1	43,70	A			
1	39,4?			2	
3	32,63		1		
2	28,32				3
2	22,38				3
2	15,7			2	
2	12,83			2	
1	08,9				3
2	03,54			2	
4	3 492,77		1		
1	86,44		1		
4	73,01			2	
4	71,55			2	
2	62,94			2	
3	56,21			2	
1	51,69		1		
1	45,43			2	
1	42,87				3
2	34,73		1		
1	31,23			2	
2	28,5			2	
3	19,99			2	

INT.	λ	ARC A	ÉTINCELLE E1	E2	E3
1	16,86				3
1	04,0?				3
1	00,4?				3
1	3 396,31				3
2	92,40			2	
2	86,99		1		
2	81,09				3
1	77.5			2	
1	70,12			2	
1	66,36				3
3	62,85			2	
2	58,57			2	
1	55,1*				3
1	51,10				3
1	44*				3
3	41,48	A			
1	33,1*			2	
2	30,68				3
2	29,5*				3
1	27,1*			2	
1	26.0*			2	
1	21,8*				3
1	20.52				3
3	19,3*			2	
1	18.3*			2	
1	17.3*			2	
1	15,7*				3
2	12,1*			2	
1	07,1*				3
2	03,4*				3
1	3 298,7*				3
2	95,2*				3
2	90,1*			2	
1	86,2*		1		
3	81,4*			2	
1	77,89		1		
1	75,1*				3
1	71,9*				3
1	69,4*				3
3	64,06		1		
2	57,5*		1		
2	52,0*		1		
2	50,2*				3
3	46,9*				3
1	43,7*				3
1	41,2*				3
1	39,4*				3
1	38,5*				3
2	35,3*				3
2	30,7*				3
1	27,84		1		
1	25,9*				3
1	24,0*				3
2	19,0*				3
1	15,1*				3
2	12,0*				3
3	08.20		1		
1	03,2*		1		
2	00.8*				3
1	3 197,9*				3
2	91,0*		1		

INT.	λ	ARC A	ÉTINCELLE E1	E2	E3
1	86,9*				3
1	84,8*				3
1	81,2*				3
2	76,6*			2	
1	74,0*				3
1	69,8*			2?	
1	68,3*				3
1	66,7*				3
1	59,4*				3
1	58,52				3
1	52,4*				3
2	48,8*				3
3	44,55				3
1	42,1*				3
1	40,1*		1 ?		
4	31,85	A			
4	25,62	A			
1	20,3*				3
3	16,23		1		
1	13,8*				3
3	09,6*				3
1	07,66		1		
1	3 096,22				3
2	92,79				3
3	90,05			2	
1	86,5*				3
1	84,0*				1
1	81,0*				3
2	77,9*				3
1	73,4*				3
1	71,4*				3
2	68,7*		1		
1	64,8*		1		
2	61,5*				3
1	59,6*				3
1	56,5*		1		
1	53,7*				3
1	52,8*				3
2	45,0*			2?	
1	42,0*				3
1	38,19				3
2	34,9*		1		
1	31,4*			2?	
2	27,49	A			
2	23,48	A			
3	21,50	A			
2	07,16		1		
1	04*				3
1	2 992*				3
3	83*				3
1	75*		1		
1	73,05		1		
4	67,28	A			
2	62*				3
1	58*				3
1	55,74		1		
3	47,08		1		
1	40,53		1		
2	35,92		1		
1	30,5*				2?
1	25,39	A			

		ARC	ÉTINCELLE		
INT.	λ	A	E_1	E_2	E^3
3	16,27		1		
1	09,5*		1		
1	04*				3
1	2 899*				3
3	93,61	A			
1	86,90				3
1	84*				3
1	82,60		1		
1	75*				3
1	73,24		1		
1	66,17				3
2	59*				3
1	56,97	A			
1	52,41		1		
4	47,67		1		
1	20,01		1		
1	18*			2	
1	10*			2?	
3	06,84		1		
3	03,53	A			
2	2 797*		1		
1	91,15	A			
2	88,40		1		
1	84,71		1		
2	81,93		1		
1	78*				3
1	71,5*			2?	
1	69*			2?	
1	67,6		1		
2	61,97		1		
1	59,78	A			
2	52,80	A			
1	37*			2	
1	33*			2	
1	29*			2	
3	24,41			2	
1	10,45		1		
1	05,36		1		
3	02,47		1		
3	2 699,50	A			
1	93*			2	
1	91*		1		
1	87,20			2	
1	85*		1		
1	83*				3
1	78,5*			2	
1	74,99	A			
1	73,19			2	
1	70,9		1		
1	68,5*			2	
2	63,80		1		
1	56,67				3
3	55,14	A			
3	53,70	A			
4	52,07	A			
2	41,98	A			
1	30,5*				3
2	28,06			2	
1	25,24	A			
2	17*			2	
1	12*				3

		ARC	ÉTINCELLE		
INT.	λ	A	E_1	E_2	E_3
1	08,62				3
1	06,70				3
3	03,15	A			
3	2 599,50				3
1	98,45				3
3	84,74		1		
1	80,5*				3
1	78,91				3
2	76,31	A			
2	74,86			2?	
3	71,75				3
1	63,90				3
1	61,18	A			
1	57*		1		
2	53*		1		
1	48,56	A			
1	43*			2	
3	41,5*				3
4	36,52	A			
1	27*				3
1	24,8		1?		
2	14,2		1		
1	07?		1?		
1	03*		1		
1	2 499,37		1		
3	92,09		1		
2	86*				3
3	82,07	A			
1	71,5*			2	
2	68,73		1		
2	67,85		1		
2	64,06	A			
2	58,5*			2	
1	51*				3
1	48,56				3
1	46,92	A			
2	31,5*			2	
3	14,13		1		
3	07,35		1		
2	2 399,38	A			
2	90,16		1		
2	78,39	A			
4	54,21			2	
1	52,65	A			
1	45,49	A			
1	40,60		1		
2	39,37		1		
1	23,30	A			
2	15,0		1		
1	02,16	A			
1	2 296,4		1		
2	95*			2	
2	92,1		1		
3	63,93		1		
3	62,30		1		
3	60,52		1		
3	53,00		1		
3	44,40			2	
1	35*			2	
1	30,1		1		
3	24,87		1		

Nous considérons ce tableau comme pouvant servir de point de départ pour une recherche de formules de séries dans le spectre d'étincelle du mercure. Cette recherche, si elle est couronnée de succès, fera connaître d'une manière décisive la nature des centres chargés qui servent de véhicules aux spectres E_1, E_2, E_3.

Remarquons que, dès à présent, les résultats de notre travail permettent de révoquer en doute la plupart des conceptions émises par Stark et par ses élèves sur la nature des centres d'émission des raies du mercure. Dans un mémoire (1) de grande étendue publié en 1913, Stark a pensé démontrer, par des mesures photométriques sur l'effet Döppler des rayons canaux, qu'il existe cinq centres d'émission distincts des raies du mercure. Il y a un point sur lequel nos résultats concordent avec les siens, c'est l'attribution des deux raies d'étincelle 2 847 et 2 224 à l'atome simplement ionisé : ces raies sont en effet cataloguées dans le tableau ci-dessus parmi les raies E_1. Par contre, nous ne pouvons partager l'opinion de Stark, que les raies de série 3 655-3 650 sont divalentes, ni celle que les raies de combinaison 4916, 4 347, 4 339, 4 109 sont trivalentes : toutes ces raies sont des raies d'arc, émises par l'atome neutre. Quant aux raies 4797 ; 4707, 7 ; 4487 ; 4398, 2 que Stark considère comme tétravalentes, elles figurent dans notre Tableau, soit comme raies E_1, soit comme raies E_2. On voit que le procédé d'analyse préconisé par Stark, et qu'il a essayé d'étendre à l'aluminium et à l'argon, conduit à des résultats inconciliables avec ceux que fournit la méthode décrite ci-dessus.

6. — Conclusion. — Nous avons montré que la décharge oscillante dans un tube sans électrode est une source lumineuse très riche non seulement en raies d'étincelle du premier ordre, mais aussi en raies d'étincelle d'ordres supérieurs.

La comparaison des clichés pris à potentiel croissant fournit une méthode pratique d'analyse qui nous a permis, dans le cas du mercure, de reconnaître l'existence de *trois* spectres d'étincelle successifs.

La méthode que nous avons décrite paraît devoir s'appliquer à un grand nombre d'autres cas, et tout particulièrement au cas des gaz rares de l'atmosphère.

(1) Stark, Wendt et Kirschbaum. Ueber ein-zwei-drei-und vierwertige Linien des Quecksilbers in den Kanalstrahlen. *Ann. der Phys.*, t. **42** (1913), p. 341, 3e partie.

Manuscrit remis le 26 juillet 1923.

VISCOSITÉ MAGNÉTIQUE

par M. Ch. LAPP.
Institut de physique de Strasbourg.

1. **Introduction** ([a]) Parmi les nombreux facteurs qui régissent l'aimantation, le temps a des effets particulièrement mystérieux. Non seulement il n'existe point de théorie, mais aucune hypothèse ne peut encore être faite pour leur interprétation. Leur description purement expérimentale est très malaisée, et les actions paraissent tellement compliquées, que la nomenclature même n'est pas nettement définie. Je me propose de décrire ici des expériences sur la viscosité magnétique, en introduisant quelques expressions destinées à faciliter l'exposé des faits.

On considère, en gros, deux effets de temps : le vieillissement qui se rapporte à une modification des propriétés magnétiques du métal (en général sous l'influence de la température) sans que l'on se préoccupe du champ appliqué ou non; la viscosité magnétique, ou trainage qui correspond à une variation lente de l'aimantation dans le fer pur, soumis à un champ faible.

2. — Certains auteurs [Perrier : (6)] supposent que ces phénomènes sont identiques. Je pense, au contraire, qu'il faut d'emblée les séparer, quitte à rechercher leurs points communs s'il y a lieu. La viscosité magnétique, déjà décrite plusieurs fois, [(1) à (5)] semble dépendre de facteurs bien déterminés; on verra, dans ce qui suit, qu'elle se déroule d'après une loi qu'on peut exprimer, au moins en première approximation, dans une formule mathématique; enfin, et surtout, qu'elle conduit le métal à prendre un état bien défini!

Le vieillissement, au contraire, n'a guère été qu'un fait constaté; on s'est plus préoccupé de l'éliminer, que de l'étudier en lui-même. Les industriels se proposent à peu près uniquement de trouver des métaux ne vieillissant pas. Et de fait, les facteurs qui entrent en jeu sont assez mal connus : on soupçonne la température; on pense que dans certaines conditions, le métal tolère mal des modifications dans son état magnétique... Tout a été ramené, jusqu'ici, à cette constatation, que le cycle d'hystérèse s'élargit beaucoup; dans le fer vieilli, les pertes d'énergie par hystérèse,

([a]) En cours de texte, les numéros indiquent les références bibliographiques; les lettres sont des renvois au bas de la page.

augmentent considérablement; le fer, une fois vieilli, ne « rajeunit » plus ([a]).

La viscosité, qui est une évolution magnétique, relativement rapide, fournira sans doute des armes contre le vieillissement, car il est permis de parler sans ambiguïté de la viscosité à un certain moment, et plusieurs mois plus tard; s'il s'en suit une variation de la viscosité, elle entrera dans la catégorie du vieillissement. Pareille modification survenant après incursion dans une région de température où s'accentue le vieillissement, sera de même attribuée à ce dernier. L'étude du cycle d'hystérèse n'est plus le seul moyen d'investigation.

Tout intérêt propre mis à part, la viscosité magnétique apparaît donc comme un nouveau moyen d'étudier les modifications irréversibles de l'aimantation, par effet de température et de temps.

3. **Historique de la question.** — Le phénomène a été découvert par Ewing ([1]), en 1886, dans une tige pleine de fer très doux, très bien recuit. L'étude a été reprise quelques années plus tard, en appliquant la méthode unipolaire, perfectionnée par Lord Rayleigh.

La méthode unipolaire a pour principe la déviation d'une aiguille aimantée (magnétomètre) par l'un des pôles d'une longue tige, placée dans une longue bobine. Elle a été transformée en méthode de zéro, en compensant l'action du pôle par une bobine, intercalée entre le pôle et le magnétomètre, et parcourue par le courant de la bobine inductrice.

On règle la distance de la bobine au magnétomètre. La compensation s'obtient facilement, pour différents champs, si l'on opère avec l'acier, le fer commercial, ou le fer doux non recuit, qui sont dépourvus de viscosité.

Elle ne peut être réalisée avec le fer pur et recuit : au moment de l'établissement du champ, la bobine compensatrice protège le magnétomètre; mais l'aimantation de la tige croît ensuite peu à peu, le magnétomètre dévie, et finit par atteindre une certaine position.

Ainsi, Ewing a pu montrer que l'aimantation des corps doués de viscosité, se fait de la manière suivante : il y a d'abord une aimantation instantanée (dans les limites de sensibilité du magnétomètre), qui ne paraît pas différer de l'aimantation dans les corps sans viscosité; puis une aimantation lente, que j'appelle phénomène visqueux.

Il y a deux moyens de représenter ce qui se passe alors : en portant en abscisse le temps, et en ordonnée la déviation du magnétomètre, ou ce qui revient au même l'induction B, on a les *courbes visqueuses* qui

([a]) Certains fers présentent un « rajeunissement » partiel et d'ailleurs peu stable.

figurent dans le mémoire d'Ewing. A chaque champ magnétique, correspond une certaine courbe.

On peut représenter autrement les phénomènes, en portant en abscisse le champ appliqué, et en ordonnée l'aimantation résultante : la position de la bobine de compensation permet de tracer la *courbe instantanée de première aimantation*. La position finale du magnétomètre donnera la courbe de première aimantation *à la fin* du phénomène visqueux; enfin, on pourra dans chaque champ noter, au bout de 5 secondes par exemple, la position du magnétomètre et tracer la courbe correspondante.

Ces deux représentations graphiques ont été utilisées par Ewing; on trouvera à la page 665 du Recueil des constantes physiques la reproduction des courbes auxquelles il est fait allusion en dernier lieu.

D'autres auteurs [Klemencic, Fromme, Luthe (5)] ont trouvé par la même méthode, ou par la méthode du tore modifiée, des courbes visqueuses de même allure, mais sans apporter de vue plus complète des faits.

Jouaust (2) a repris la question sous un jour un peu différent et ses mesures conduisent à la notion *d'un domaine de viscosité*. Le phénomène n'existe pas en effet dans les champs forts, et les courbes qu'il a obtenues n'ont pas la même forme dans les différents champs.

Enfin, Renger (3) en étudiant la susceptibilité initiale a cru reconnaître, au voisinage de — 11 degrés, une région de température où les effets de viscosité sont plus accentués.

4. **Position de la question.** — Le phénomène consistant essentiellement dans une variation de l'aimantation en fonction du temps, le champ agissant restant fixe, il faut s'attendre à ce que la variation du flux, au sein de la matière, produise des courants induits. Sans faire aucune hypothèse sur la marche de l'aimantation, on doit imaginer que les courants induits s'enrouleront sur les lignes d'induction du flux magnétique et, en vertu de la loi de Lenz, leur effet sera de contrarier la marche de l'aimantation. La viscosité est donc compliquée des courants induits.

Une simplification paraît s'imposer, en supprimant ces derniers; or, Ewing observe que la durée des courants induits est beaucoup plus petite que celle de la viscosité : le retard à l'aimantation dans une pièce d'acier ou de fer dur, dépourvu de viscosité, et ayant quelques millimètres de diamètre, est de l'ordre du centième de seconde, tandis que la viscosité dure plusieurs minutes et, dans certains cas, son effet est encore perceptible après plusieurs heures. (Ce retard de 1/100e de seconde représente la

constante de temps du circuit d'aimantation, et n'a rien à voir avec le temps dit de relaxation des molécules.)

Il est difficile d'indiquer le rôle de ces courants induits mais il semble que la viscosité soit due à tout autre chose : dans les grosses pièces de fer, le retard de l'aimantation dû aux courants induits, semble être *proportionnel à la section* (Hopkinson). Dans les tores employés ici, la viscosité *dépend du carré de la section* (les expériences seront décrites ultérieurement). Cette loi paraît se conserver même aux très petites épaisseurs, car Wedensky [4] a trouvé, dans des fils de 0,1 mm de diamètre, un retard de viscosité de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-7} secondes, et la règle du carré donne 10^{-8} secondes. L'accord est bon si l'on songe à la différence de nature et et de forme des objets en expérience.

Que deviennent les courants induits aux très petites épaisseurs ? On admet qu'ils disparaissent pratiquement, et l'application des formules habituelles à la propagation de la chaleur, et à la diffusion, a conduit à une loi de proportionnalité. Mais on n'a jamais fait de mesures systématiques sur une pièce de fer exempte de viscosité, et dont on aurait diminué progressivement l'épaisseur.

Quoi qu'il en soit, pour des sections de l'ordre du centimètre carré, les courants varient proportionnellement à la section, la viscosité, proportionnellement au carré de la section. Le retard à l'aimantation, par viscosité est donc beaucoup plus grand et se fait d'une autre manière que celui dû aux courants induits.

Dans le premier projet d'étude, on pouvait donc se proposer ou bien de faire disparaître les courants induits parasites, en opérant sur des faisceaux de fils très fins, ou bien, de les laisser délibérément de côté, en les rendant négligeables devant un très fort effet de viscosité. La première méthode a été appliquée par Wedensky ; mais elle est d'un emploi difficile à cause de la petitesse des retards à mesurer. Il a semblé préférable de suivre la voie tracée par Ewing et Lord Rayleigh, en opérant sur des noyaux pleins.

La courbe de base, par rapport à laquelle on mesure le phénomène, n'a cependant pas été la courbe de première aimantation utilisée par ces derniers auteurs : la courbe de première aimantation, obtenue très aisément par la méthode unipolaire, n'est pas celle qui donne le plus de renseignements sur les propriétés magnétiques des corps. En particulier, *l'aimantation rémanente* et *le champ coercitif*, n'y figurent pas ; et l'on peut s'étonner, que la courbe lieu des sommets des cycles d'hystérèse (dite courbe théorique d'aimantation) soit si souvent employée dans l'industrie :

cette courbe très voisine de la courbe de première aimantation, ne donne pas non plus ces importantes grandeurs.

C'est en prenant pour base *le cycle d'hystérèse alternative*, que les présentes études ont été faites. Un champ, d'environ 60 gauss, produit dans le fer une induction d'environ 15 000 à 16 000 gauss. La saturation n'est pas atteinte, puisqu'il faudrait faire monter l'induction à 25 000 gauss environ. L'induction aux pointes du cycle est cependant assez forte pour donner un cycle d'hystérèse très voisin de celui qu'on obtiendrait, par le passage de la saturation positive à la saturation négative *ou cycle limite*.

Sauf indication spéciale, il s'agira donc toujours du cycle limite d'hystérèse alternative.

5. **Méthode expérimentale.** — Le cycle d'hystérèse peut être obtenu, soit par la méthode du tore, soit par la méthode unipolaire. La première a été choisie, parce qu'elle permet d'employer la matière rassemblée sous un petit volume. C'est là un avantage précieux, pour travailler aisément à des températures différentes : aux basses températures, par exemple, il suffira de plonger un petit tore dans un vase de Dewar, contenant un liquide froid.

La méthode expérimentale a été imaginée par Jouaust : elle est basée sur ce fait que la viscosité ne se manifeste pas dans les champs forts. L'état magnétique doit donc y prendre tout de suite sa valeur définitive.

On partira de la saturation, état bien défini au point de vue de la viscosité, et on abandonnera la matière dans un champ où le phénomène jouera. A un certain moment de son évolution, la matière sera saisie, et ramenée à la saturation. Comme il n'y a pas de variation lente dans cette région, le trajet de retour ne sera pas troublé.

La figure 1 schématise l'opération : on part du point A qui correspond au champ H ; puis on applique le petit champ négatif h, conduisant à l'aimantation A', très voisine, et en pratique, confondue avec A. Ce passage se fait sans viscosité. La champ H est alors coupé, et le tore se trouve plongé, au temps origine dans le champ $-h$. Il procède alors à son évolution par voie de viscosité, quand au temps t, il est replacé dans le champ H inversé qui lui impose la saturation négative. Ce retour est accompagné d'une variation de flux, et le courant, induit dans un bobinage secondaire, est reçu dans un galvanomètre balistique.

On sait que les cycles d'hystérèse doivent être parcourus toujours entre les mêmes limites, et dans le même sens, pour avoir une forme stable ; on terminera alors le cycle en parcourant les trajets DE (suppression du

champ $-H$) EF (commutation $-h$ à $+h$), FG (rétablissement de $+H$) GA, commutation $+h$ à $-h$). On se retrouve au point de départ A′.

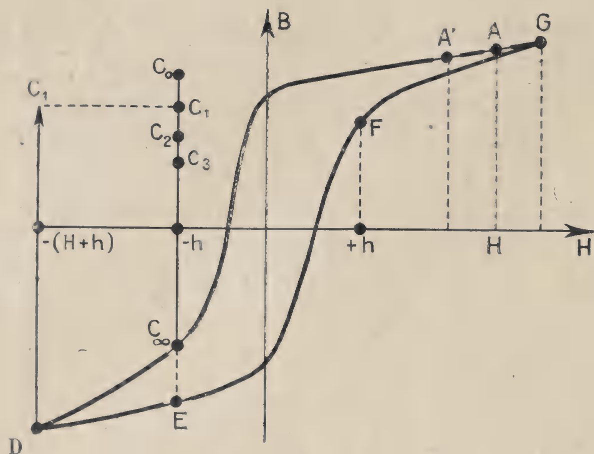


Fig. 1.

Au moment de la suppression du champ H (temps 0) le corps, placé dans le champ $-h$, prend une aimantation dont le point figuratif est quelque part, en C_0, sur une parallèle à l'axe des ordonnées, passant par le point $-h$. Si la viscosité n'existait pas, le point figuratif resterait en C_0 mais il se déplace, et atteint les positions C_1 C_2, aux temps 1, 2... et, si à ces moments là, on rétablit le champ $-H$, on lira au balistique des déviations, qui mesurent les écarts C_1D, C_2D... Ces déviations tendent vers une limite, à mesure que le point se rapproche de C_∞ que l'on obtiendrait, si l'on faisait varier très lentement le champ, de $H-h$ à $-h$ [a].

Le cycle qui passe par tous les points C_∞ est le cycle lent.

En résumé, pour l'application de cette méthode, il faudra réaliser les opérations suivantes :

1) Couper au temps initial, un courant fort, produisant le champ H :

2) Rétablir ce même courant, en sens inverse, au bout d'un temps connu ;

3) Fermer automatiquement, et juste à ce moment, le circuit secondaire du balistique.

6. **Schéma du montage** (Fig. 2). — Il faut déterminer expérimentalement les trois facteurs produisant l'aimantation : La température est donnée par un thermostat (acétone et neige carbonique ; eau courante : paraffine fondue). Le tore y est couché, sur un plan faisant un angle de 30 degrés avec l'horizontale ; l'axe du tore est parallèle à la direction du champ magnétique terrestre H ; dans cette position, le champ démagné-

[a] En réalité, les cycles d'hystérèse, par variation lente, diffèrent des cycles par commutation. Mais cette différence est très petite, et négligeable devant la viscosité, qui est un gros phénomène : par exemple, les déviations brutes sont : 25 cm de l'échelle pour C_1D, et 10 cm seulement pour $C_\infty D$.

tisant de l'aimantation cursif, due au champ magnétique terrestre, est alor le plus grand !

Les lignes d'induction de cette aimantation sont normales aux lignes d'induction, à l'intérieur du tore. Ces précautions sont nécessaires (bien que le circuit magnétique du tore soit complètement clos), parce que les champs appliqués sont de l'ordre de grandeur du champ terrestre (composante ver-

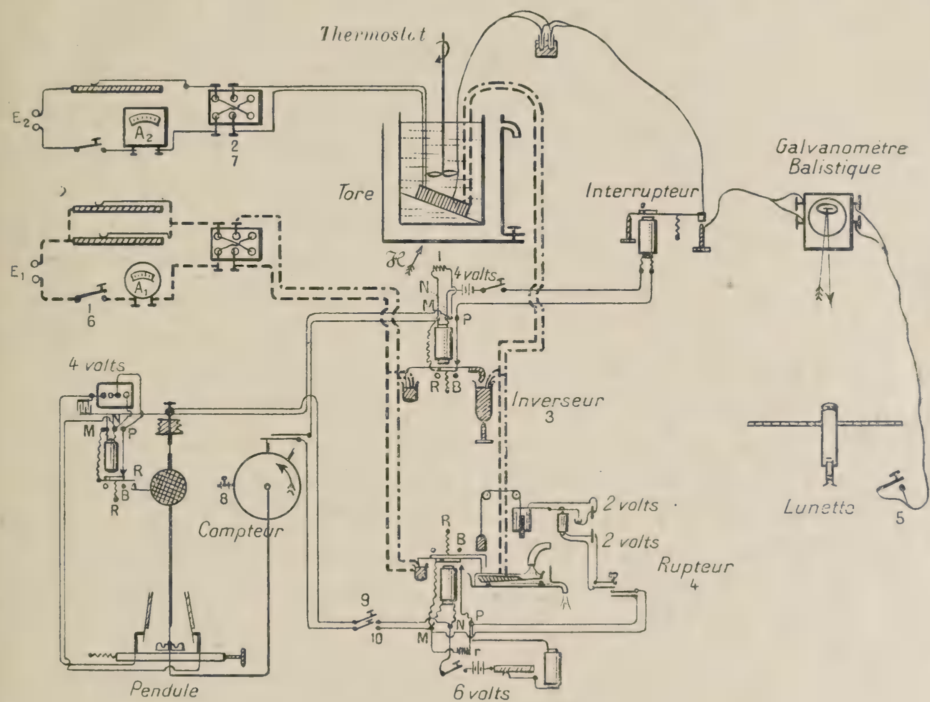


Fig. 2.

ticale du champ terrestre : 0,4 gauss ; champ coercitif du fer électrolytique : 0,5 gauss).

Les champs H et h sont produits dans deux bobinages indépendants, régulièrement disposés autour du tore, et les courants sont réglés par les rhéostats, ampèremètres et inverseurs, figurés en haut et à gauche du schéma (ordre de grandeur des courants produisant : le champ H, 5 ampères et le champ h, 0,1 ampère).

L'originalité du montage est surtout dans le dispositif de mesure du temps. La combinaison d'un mouvement de rotation uniforme, et des oscillations d'un pendule, permet de définir des intervalles successifs. multiples de la durée d'oscillation simple du pendule (*compteur*). Le pendule, entretenu électriquement (en bas et à gauche de la figure) définit

l'unité de temps (1/3 de seconde) par son passage à sa position d'équilibre. Il est relié à un tambour tournant d'un mouvement uniforme. Ce tambour est gradué et tourne de une division en 1/3 de seconde. Il porte deux contacts (fig. 2 *bis*) ; l'un C_1 est fixé au tambour ; il touche le ressort R_1, et la durée du contact est légèrement supérieure à 1/3 de seconde. Le pendule passera donc sûrement à sa position d'équilibre pendant ce temps.

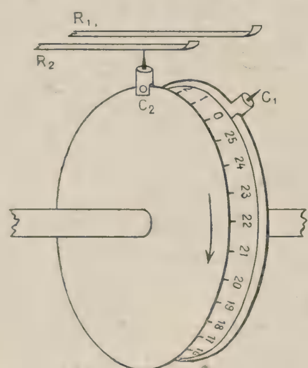


Fig. 2 *bis*.

Le ressort R_1 est relié au *rupteur*, le courant produisant le champ H est donc coupé au temps 0. Le tambour porte un autre contact, qu'on peut déplacer sur son pourtour, de 1,2... divisions : le contact C_2 ne touchera donc le ressort R_2 qu'après 1,2... oscillations du pendule. R_2 est relié à l'*inverseur*, qui rétablit le même courant inversé, donnant le champ $-H$. En même temps, l'*interrupteur* du secondaire du balistique est fermé un temps très court, avant le rétablissement du champ : il ne faut pas, en effet, que le courant qui serait induit dans le balistique, par la viscosité, vienne fausser les mesures. Le rupteur ou l'inverseur ne fonctionne qu'au passage du pendule à sa position d'équilibre. Comme les positions des contacts C_1, C_2, sur les ressorts ne jouent aucun rôle, les oscillations sont comptées sans erreur, ni retard.

Toutes ces opérations se font automatiquement : les appareils, rupteur et inverseur, sont mus par des électro-aimants, armés en position d'attente, et déclanchés par le pendule. Les mouvements de ces électro-aimants sont nets, rapides, et les ruptures définitives. Il est ainsi possible de définir l'unité de temps à 1/500e de seconde près. La précision est d'autant plus grande que les intervalles de temps sont plus longs.

La sécurité du fonctionnement ne peut être complète que si les électro-aimants restent bien semblables à eux-mêmes, ce qui a été obtenu en choisissant avec soin les métaux de leurs contacts : par exemple leur courant d'alimentation passe par une pointe peu accentuée (60 degrés d'angle au sommet) en platine massif, et qui s'appuie sur une lame d'argent. Les résistances et les self-inductances ont été choisies de manière que les circuits soient aussi identiques que possible.

7. **Conditions à remplir.** — Le rupteur est destiné à couper un fort courant (5 ampères) dans un circuit ayant une forte induction. Pour ménager les surfaces de contact, tout en produisant une rupture rapide, on a

eu recours aux contacts mercure-platine : deux électrodes de platine plongent dans du mercure étalé en large surface, sous une couche d'eau courante. Dans ces conditions les étincelles de rupture sont éteintes immédiatement ; les gros fils de platine s'arrondissent à leurs extrémités, en deux petites sphères qui résistent très bien aux étincelles.

L'inverseur doit rétablir le même courant, mais ici, il est nécessaire d'opérer sur des surfaces sèches : deux larges lames de cuivre amalgamé plongent dans du mercure sec. L'interrupteur du secondaire du balistique est formé d'une pointe mousse d'or sur une surface de platine.

Au moment de faire une mesure, les électro-aimants sont armés, les courants d'alimentation du tore passent dans des sens convenables ; le mouvement du tambour est déclanché le dernier, et produit toutes les opérations automatiquement de A' à D. L'opérateur peut à loisir faire les lectures au balistique. Les déviations sont de l'ordre de 20 cm de l'échelle, et ne diffèrent pour le même temps, que de 0,02 cm ; ce qui donne une précision très suffisante, de l'ordre du millième.

8. Matière en expérience. Traitements thermiques. — Une viscosité suffisamment forte a été trouvée dans le fer électrolytique présenté par l'industrie, en tubes de 4 ou 7 cm de diamètre et 0,5 cm environ d'épaisseur ([a]). Des tores de 2 cm de hauteur ont été découpés dans ces tubes (section 1 cm carré). Les dimensions sont alors suffisantes pour que le balistique fonctionne avec un ou deux tours de secondaire : on n'a pas à redouter la réaction du secondaire, sur le fer. La forme allongée de la section donne moins de courants parasites, qu'une section carrée ou circulaire.

Les tores de fer brut manifestent une très faible viscosité (la perméabilité est aussi un peu plus petite). Ceci est dû sans doute à la présence d'hydrogène occlus et d'hydrure de fer. Les grandeurs caractéristiques de ce fer sont :

Induction aux pointes du cycle : 15 000 gauss.

Induction rémanente : 5 000 gauss,

Champ coercitif : 1,2 gauss.

La texture du métal est peu compacte (malléabilité comparable à celle du cuivre rouge) et l'on peut suivre à l'œil, dans une coupe transversale, les couches formées par le dépôt de fer, au cours de la fabrication. Les

([a]) Plusieurs échantillons de ces tubes ont été très obligeamment offerts par la maison Bouchayer-Viallet (Grenoble), à laquelle je suis heureux d'adresser mes bien sincères remerciements.

cristaux de fer se présentent comme des fils longs et fins, enroulés sous forme de tore. Un recuit d'au moins une heure, à mille degrés, accroît beaucoup la perméabilité, et fait apparaître fortement la viscosité. Le cycle d'hystérèse s'allonge beaucoup et on obtient alors :

Induction aux pointes : 16 000 gauss.
Induction rémanente : 11 500 gauss.
Champ coercitif : 0,5 gauss.

Si la température de 1 000 degrés n'est pas atteinte ou maintenue assez longtemps, la viscosité reste assez petite, quoique la perméabilité ait beaucoup changé. Un recuit rapide au rouge vif semble accroître considérablement la perméabilité. (Les cycles d'hystérèse dont il s'agit ici sont les cycles lents.)

Au cours de son étude sur l'aimantation initiale, Renger a constaté un effet important des recuits successifs, en franchissant le point de Curie, et la manière plus ou moins rapide, avec laquelle le tore franchit les régions de vieillissement (360 et 130 degrés) joue un certain rôle dans l'établissement de la viscosité (des expériences systématiques sont en cours sur ce sujet).

Les meilleurs tores ont été obtenus, quand on s'est arrangé de manière à franchir très rapidement les domaines de vieillissement, en refroidissant le tore par soufflage d'air, ou même en le plongeant dans l'eau froide, dès que sa température est au voisinage de 400 degrés. L'effet du recuit n'a pas été seulement de détruire l'hydrure et de chasser l'hydrogène occlus, mais aussi d'augmenter les dimensions des grains élémentaires et la viscosité paraît d'autant plus forte que les dimensions des cristaux sont plus grandes.

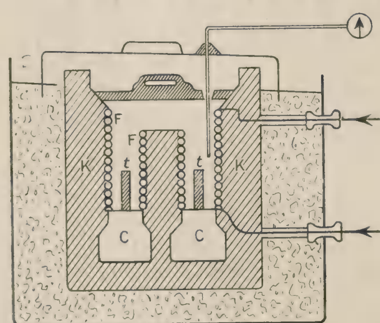


Fig. 3.

Pour éviter de carburer le fer, les recuits ont été faits dans des fours électriques à résistances de nichrome, alimentés par du courant alternatif (fig. 3). Le fil de chauffe F, isolé à l'amiante, est bobiné en une seule couche, sur un mandrin de terre réfractaire, et noyé dans un ciment K à base de kaolin. Le four pour tores de grand diamètre est annulaire et formé de deux bobines de chauffe, intérieures l'une à l'autre. Les chambres C sont ménagées à la partie inférieure pour recevoirles parcelles d'oxyde de fer qui tombent du tore : on évite ainsi l'attaque rapide du revêtement et du

fil de chauffe, par le silicate fusible qui se forme. Le bloc est plongé dans un bain de sable S et les fils d'alimentation en sortent par des tuyaux de pipe. La température est mesurée avec un couple nickel-nichrome, dont le support est scellé dans le couvercle. Les bords rabattus de ce dernier s'enfoncent dans le bain de sable, de manière à fermer le four aussi bien que possible, pour limiter l'oxydation du métal.

9. Variation instantanée et variation lente. — La mesure de la première partie instantanée du phénomène a été faite par Ewing, d'après la place de la bobine de compensation. La courbe obtenue est en tous points analogue à celle que l'on obtient dans les substances sans viscosité. Les courbes relatives à des temps ultérieurs sont plus redressées que la courbe instantanée. Ceci montre que le phénomène visqueux se produit dans le sens *d'une augmentation* de l'aimantation.

Dans la représentation par cycles, comment se placera le phénomène visqueux, par rapport au cycle classique? Est-ce à partir de ce cycle, que la viscosité jouera, ou bien tend-elle à y faire aboutir l'aimantation? Les expériences, dont la description va suivre, et les conséquences qu'on en doit tirer, permettent de répondre que c'est la seconde hypothèse qui est vérifiée, et par conséquent, que la variation instantanée définit un cycle nouveau, *dit cycle instantané d'hystérèse alternative.*

10. Exploration du domaine de viscosité. — La plupart des auteurs ont constaté la disparition de la viscosité dans les champs forts, sans se préoccuper d'étudier comment se fait cette disparition. Jouaust a montré que la viscosité ne se manifeste d'une façon sensible que dans des champs compris entre $+3,3$ gauss et $-8,7$ gauss. Il a utilisé des tores d'acier doux ayant pour section trois et cinq centimètres carrés. Dans les tores employés ici, le domaine s'étend de $+1,5$ à -6 gauss; la viscosité est relativement plus grande puisque la section n'est que de 1 cm carré.

Les courbes publiées par Ewing et Jouaust changent d'allure avec le champ dans lequel on opère. Le phénomène se déroule d'une manière plus ample, et plus lentement, dans les champs voisins du champ coercitif. (Ewing, Fromme, Wilson.)

Ce qui frappe, à l'examen de ces courbes, est leur forme *de courbes à limites*, analogues aux courbes exponentielles. Partant de cette idée que la représentation par des expressions de la forme

$$B = K\,e^{-\varphi(t)}$$

serait plus simple que par la forme $\Phi\,(t)$, l'exploration du domaine a été entreprise pour 6 tores.

Ils ont été tournés deux à deux dans le même anneau, mais ils ont subi des traitements thermiques un peu différents. Ce sont :

$A_1\ A_2$; $B_1\ B_2$; $C_1\ C_2$.

On a ainsi obtenu 6 familles de courbes : l'une d'elles : tore C_1 de viscosité moyenne, a été reproduite dans la figure 4. Ce sont les courbes

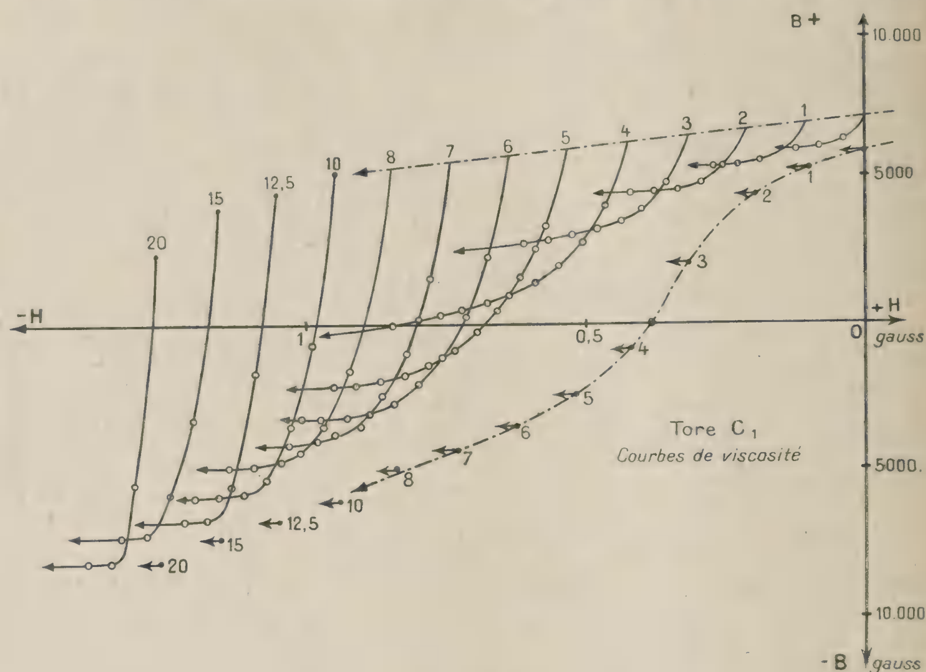


Fig. 4.

visqueuses tracées en portant en abscisses le temps, et en ordonnées l'induction B (proportionnelle à la déviation brute).

Ces courbes ont été obtenues dans des champs négatifs, proportionnels à leur numéro d'ordre (courant en centième d'ampère, dans le second circuit primaire). Mais pour la clarté de la figure, les axes des ordonnées de ces courbes ont été décalés vers la gauche, régulièrement jusqu'au champ 8. On peut ainsi suivre aisément le développement de ces courbes, et surtout observer de quelle manière viennent se placer les valeurs initiales et finales de l'aimantation, au cours du phénomène visqueux (tracé en traits interrompus).

11. Courbes visqueuses ; expression logarithmique. — Le phénomène pourra être caractérisé par trois grandeurs : λ, son amplitude ; τ, sa durée ; B_∞, sa limite.

L'amplitude est l'écart $\overline{C_0 C_\infty}$ (fig. 1) entre les valeurs initiale et finale de l'aimantation dans le champ $-h$. Mais le point C_0 n'est pas connu : l'expérience ne donne que les écarts $\overline{C_1 C_\infty}$, $\overline{C_2 C_\infty}$, connus au moyen des différences entre les déviations aux temps successifs, et la déviation limite :

$$\overline{C_1 C_\infty} = \overline{C_1 D} - \overline{C_\infty D}.$$

Or les déviations brutes dépendent du point extrême D, puisque la branche montante des cycles est légèrement inclinée ; mais à condition que le point D soit assez éloigné du domaine de viscosité, la différence ne dépend plus de la place du point D ; l'essai a été fait avec deux courants de 4 et 5 ampères, Les différences entre les $\overline{CC_\infty}$ étaient seulement de l'ordre des erreurs de lecture.

Il suffira donc de choisir un point D, correspondant à un champ assez grand pour être éloigné de la viscosité, pas trop grand cependant pour ne pas avoir d'échauffement notable des conducteurs (avantage appréciable dans les opérations à température basse).

Pour représenter le phénomène, il faudra donc considérer la valeur limite B_∞ et l'induction de viscosité B', fonction du temps. L'induction totale B sera à chaque instant :

$$B = B_\infty + B',$$

l'induction de viscosité étant donnée par une expression de la forme :

$$B' = \lambda\, e^{-(ft)}.$$

d'où :

$$B = B_\infty + \lambda\, e^{-(ft)}.$$

Le phénomène visqueux, rapporté à son asymptote, donne la grandeur B'. La loi suivant laquelle il se développe dans le temps est $f(t)$ dont les conditions aux limites sont :

$$\begin{cases} f(t) = 0 & \text{pour} \quad t = 0 \\ f(t) = \infty & \text{pour} \quad t = \infty. \end{cases}$$

Enfin, par analogie avec d'autres phénomènes, représentés par des relations exponentielles (radioactivité), on appellera *durée* τ du phénomène le temps qu'il met à atteindre la moitié de son amplitude.

$$f(\tau) = \log 2.$$

On décrira alors aisément ce qui se passe, dans le domaine de viscosité, en disant : dans des champs petits et positifs, la durée et l'amplitude sont très petites ; elles croissent, dans les champs négatifs croissants,

jusqu'à une durée maximum, dans le champ coercitif ; la durée diminue, l'amplitude continuant à croître, puis diminuant ensuite lentement. Enfin le phénomène échappe aux observations, sa durée devenant inférieure à un tiers de seconde.

Il sera néanmoins possible de le suivre très loin encore, par le jeu d'extrapolations convenables.

12. Courbes logarithmiques, inclinaison, courbure. — De l'expression : $B' = \lambda\, e^{-f(t)}$ on déduit : $\log B' = \log \lambda - f(t)$ qui donne le loga-

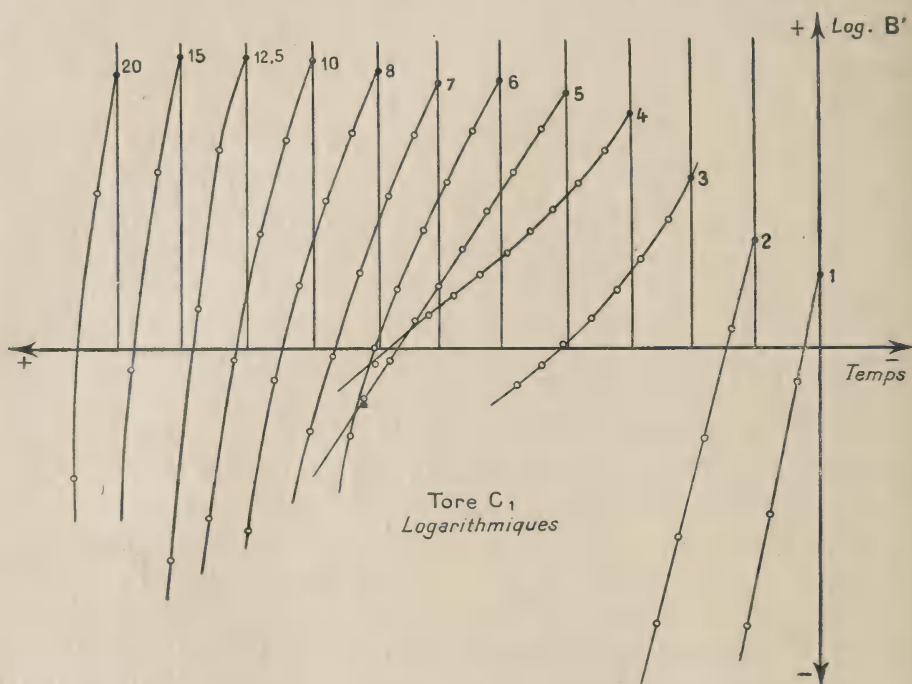


Fig. 5.

rithme de l'amplitude par extrapolation au temps 0 et l'allure de la fonction $f(t)$. La figure 5 reproduit une famille de ces courbes logarithmiques, pour le tore C_1 Ces familles présentent chez tous les tores les caractères communs suivants : Les concavités, en général faibles, sont tournées vers les logarithmes positifs pour les faibles champs positifs; elles ont une courbure inverse pour les forts champs négatifs. L'inversion se produit pour un champ très voisin du champ coercitif, et qui peut dans une première étude, être confondu avec lui,

Là, *la courbe logarithmique est rectiligne;* la pente est la plus faible, ce qui s'exprime encore en disant qu'au champ coercitif le phénomène *a*

la plus grande durée; il est alors représenté par une exponentielle simple :

$$B'_c = \lambda_c\, e^{-\alpha_c t}$$

où α_c est le coefficient angulaire de la logarithmique, et λ_c l'amplitude au champ coercitif. (Champ 5 de la figure 5).

Les courbes tracées par Ewing, traitées de la même manière, ont donné pour l'une d'entre elles une courbe logarithmique de faible courbure, tournée vers les logarithmes positifs; ce qui indique qu'un champ appliqué était inférieur au champ coercitif; pour l'autre, une courbe logarithmique sensiblement rectiligne, où le champ était très voisin du champ coercitif.

13. Extrapolation sur les logarithmiques. — Le caractère des courbes de viscosité de présenter des asymptotes horizontales, et de pouvoir être représentées par des fonctions exponentielles (simple, dans un cas), va nous conduire à envisager un cycle particulier dit *cycle instantané*.

Il a paru intéressant d'étendre à tout le domaine de viscosité les observations faites par Ewing sur la partie instantanée et sur la partie lente du phénomène, pour savoir non seulement de quelle manière se modifie l'aimantation, mais aussi d'où elle part.

La méthode employée se prête à cette étude plus sûrement encore que la méthode unipolaire; car celle-ci n'accuse l'existence d'un phénomène instantané qu'autant que le permet l'inertie du magnétomètre. Ici il s'agit d'extrapolation portant sur un phénomène qui se déroule et qu'on peut suivre graphiquement sur dix points au plus. Les courbes visqueuses se détachent de l'axe sous un angle très aigu de sorte que leur prolongation au delà du premier point présenterait une grave incertitude.

Les courbes logarithmiques, au contraire, abordent l'axe vertical sous un angle parfois notable, et si elles ne sont pas toutes rectilignes, ne présentent qu'une faible courbure, ce qui donne quelque sécurité à l'extrapolation :

On obtiendra ainsi, l'amplitude λ et par conséquent, *la valeur instantanée B_0 de l'induction.*

Elle définit le point C_0, point figuratif de la valeur instantanée de l'aimantation. Au moment où, ayant soustrait la matière à l'action du champ fort, on l'abandonne dans un champ petit, et après le temps relativement très court mis, par les courants induits de la partie instantanée, pour s'effacer, l'aimantation prend une certaine valeur instantanée donnée par ce procédé d'extrapolation.

L'opération répétée pour tous les champs successifs, donne une série de points qui représentent *le cycle instantané*. C'est celui que parcourt le point figuratif dans toute variation rapide. Si le champ se fixe, le phénomène de viscosité joue, et le point figuratif se déplace sur une surface, jusqu'au cycle infini.

14. **Surface de viscosité.** — L'induction B dépend des conditions actuelles, et aussi de l'histoire antérieure du corps. Dans le paragraphe

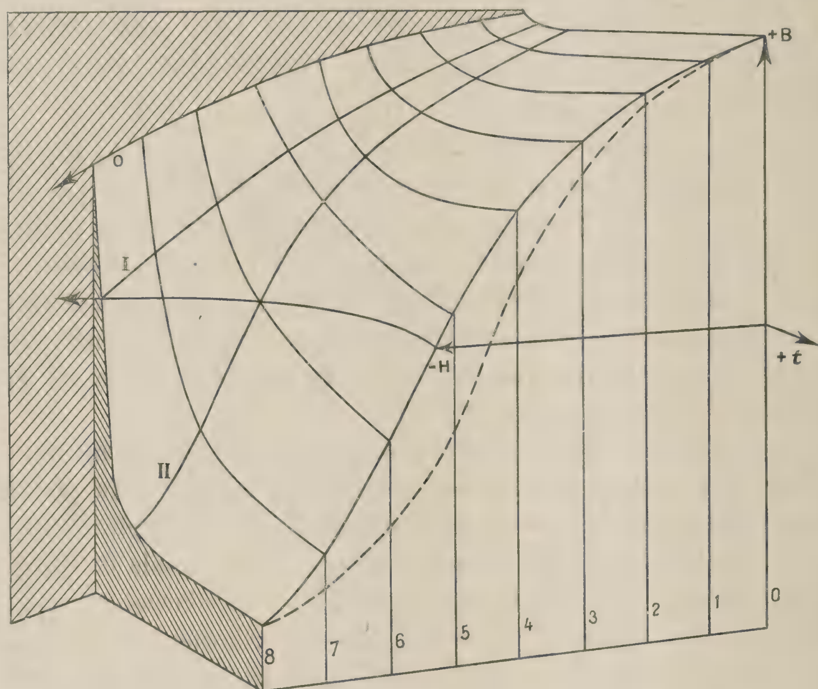


Fig. 6.

d'introduction, les variables de la viscosité ont été précisées comme étant : le champ magnétique, la température, et le temps *dans lequel on opère*. On pourra donc représenter les phénomènes par une surface :

$$B = F(H, t)$$

pour une température donnée. La figure 6, est le schéma d'une surface de démonstration exécutée en plâtre. Les axes H, B sont visibles, l'un horizontal, l'autre vertical. L'axe des temps est normal à ce plan et dirigé en avant.

Les courbes visqueuses sont les sections de cette surface par des plans parallèles au plan t, B et passant par les points h_1 h_2... etc. On reconnaît

l'allure des courbes de la figure 4. Les points de départ de ces courbes, sur le plan H, B sont sur *le cycle instantané*. L'asymptote horizontale à ces courbes, perce la face antérieure du modèle, en des points *du cycle lent*, et qu'il faut rejeter au temps infini (figuré en pointillé). Les sections de cette surface, par des plans parallèles au plan H, B et H, t, donnent des courbes auxquelles il sera fait allusion plus tard.

15. Cycle instantané. — Pour savoir comment le cycle instantané se raccorde au cycle lent, du côté des champs positifs, les mesures ont été poussées aussi loin que possible, avec un tore doué d'une très bonne viscosité : le raccord se fait sans aucun point anguleux, et l'on doit considérer que les deux cycles sont confondus, dans un champ positif de l'ordre de quelques gauss dans le fer électrolytique.

L'extrapolation directe sur les courbes de viscosité et leurs logarithmiques ne donne que quelques points au voisinage de l'axe des ordonnées, puisque le phénomène ne joue d'une manière notable et mesurable que dans des champs petits; elle donne encore la direction du cycle mais elle est inopérante pour la détermination complète du cycle instantané. Pour ces valeurs, en effet, il faudrait opérer dans des champs où la viscosité est de si faible durée qu'elle échappe aux observations avec la méthode employée. Il a été cependant possible d'obtenir le cycle complet avec une précision suffisante, en utilisant non plus les courbes de viscosité, $B=f(t)$, pour le champ H constant, *mais les courbes isochrones, pour le temps t constant.*

16. Courbes isochrones. — Considérons comme précédemment, la surface

$$B = f(H, t)$$

et coupons-la, par des plans parallèles au plan H, B et passant par les points t_1, t_2, t_3, t_4; on obtiendra *les courbes isochrones* qui, par projection sur le plan H, B donnent un faisceau de courbes comprises entre le cycle instantané et le cycle lent. Ces courbes ont été tracées pour tous les tores, et peuvent être suivies jusqu'au temps 11, sur le tore C_2. En mesurant la distance qui sépare chacune des isochrones du cycle lent, le long d'une parallèle à l'axe des abscisses, portant ces distances en ordonnées et les temps correspondants en abscisses, on obtient encore des courbes à limite. Ces courbes représentent les sections de la surface de viscosité par des plans normaux à l'axe des inductions B. Elles représentent l'opération difficilement réalisable par l'expérience, mais qu'on peut concevoir, et qui consisterait à faire varier le champ d'une manière telle qu'à mesure que le temps

s'écoule, en dépit du phénomène de viscosité, l'induction reste constante (figure 6).

Le travail de mesure sur ces courbes consistait donc à lire les valeurs du champ sur les isochrones, et en tracer les logarithmiques. L'extrapolation au temps 0, donne. avec une précision suffisante, la valeur instantanée du champ, c'est-à-dire, l'écart entre le cycle lent et le cycle instantané, pour une induction donnée et au temps zéro.

Il est donc possible de tracer le cycle instantané point par point, par le jeu de ces deux extrapolations, l'une portant sur les logarithmiques des courbes visqueuses 4, l'autre sur les logarithmiques des courbes du champ en fonction du temps.

Les figures 7 et 8 reproduisent les cycles lent et instantané pour les tores : B_2, C_1 (voir aussi figure 6).

Ce qui s'impose tout d'abord, à l'examen de ces figures, c'est l'élargissement considérable du cycle pour toute variation rapide. Il faut conclure qu'alors, l'énergie dépensée dans le tracé d'un cycle est plus grande, si on empêche la viscosité de jouer, que si on laisse l'état magnétique se modifier graduellement, par variation lente. Ceci est en curieux désaccord avec l'idée qu'on pourrait se faire de la viscosité magnétique produite par une sorte de frottement intérieur; frottement qui viendrait accroître l'énergie d'hystérèse.

Cet élargissement du cycle est bien caractérisé, par l'augmentation du champ coercitif instantané. Le tableau exprime les résultats qu'on peut tirer de cette étude; on y trouvera pour plusieurs tores les valeurs des champs coercitifs lents et instantanés.

TORE	H_c INSTANTANÉ	H_c LENT
B_1	3,13 gauss	0,46 gauss
B_2	2,18 —	0,39 —
C_1	3,12 —	0,46 —
C_2	12,3 —	0,52 —

17. Conclusion. — Le champ coercitif du cycle lent est voisin de 0,5 gauss et, en général, lui est même inférieur (résultat conforme aux mesures d'autres auteurs).

Par effet de viscosité, champ coercitif du cycle instantané est voisin de 3 gauss, et même peut atteindre 12 gauss dans l'effet le plus accentué,

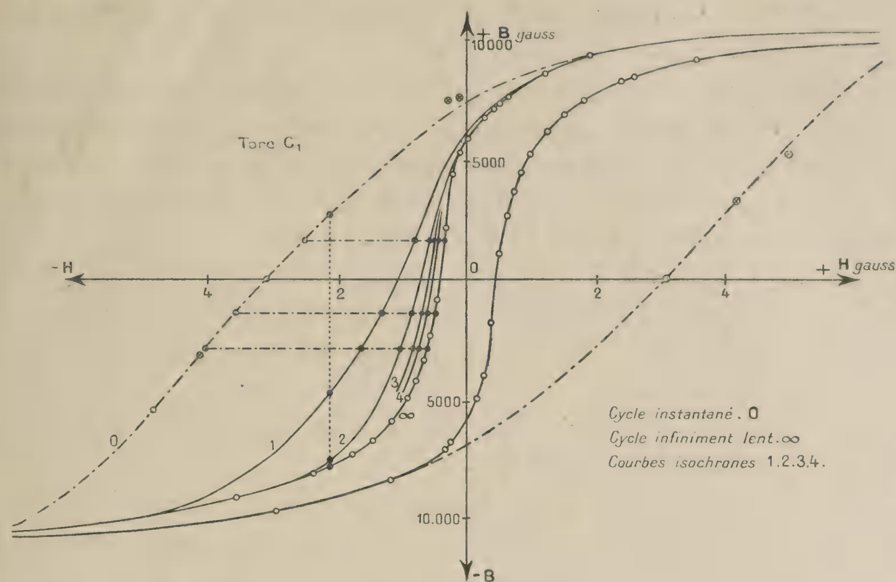


Fig. 7.

+ B

Tore B_2

- H

+ H

0

0 1 2 3 4 5 ∞

Cycle instantané : 0

Cycle infiniment lent ∞

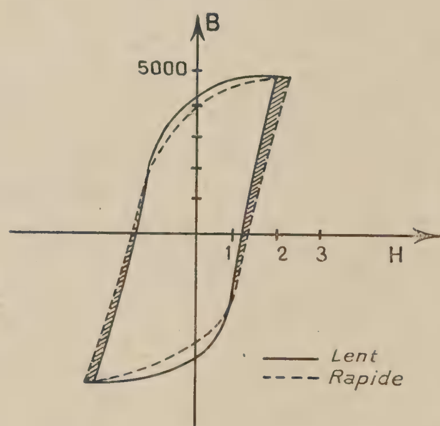
Courbes isochrones 1.2.3.4.5.

- B

Fig. 8.

ce qui montre qu'aux variations rapides du champ, *le fer électrolytique, recuit et ultra doux se comporte comme de la fonte recuite et même comme de l'acier non trempé.* Ce phénomène est un des plus marqués que l'on connaisse dans l'influence de la rapidité de variation du champ sur l'aimantation. Un planimétrage des cycles donne une valeur approchée de leurs aires; on peut ainsi se faire une idée de l'accroissement de l'énergie d'hystérèse par effet de viscosité : le cycle rapide est 4 fois plus étendu que le cycle lent avec le tore B_2 et 4,5 fois, avec le tore C_1.

Une petite déformation des cycles a été constatée par Breslauer [7], en opérant sur des tôles feuilletées, dans lesquelles l'effet des courants induits



Fg. 9.

était très atténué. La déformation de la branche montante du cycle (fig. 9) est entièrement ressortissante du phénomène de viscosité (partie hachurée de la figure). Celle de la branche descendante pourrait s'interpréter par une réaction des courants induits sur la viscosité. Les mesures de Maurain sur les effets d'induction dans les noyaux pleins [8] ont mis en évidence un arrondissement des pointes des cycles à mesure que l'effet des courants induits est plus grand. Quelle est la part de la viscosité dans ce phénomène? Des expériences ont été tentées sans résultats bien nets, par la méthode du wattmètre et par voie calorimétrique : elles ont montré que l'échauffement, en particulier, est beaucoup plus grand, à induction égale, dans les tores de fer électrolytique, recuit et fortement visqueux, que dans les tores non recuits et très peu visqueux. Il semble qu'il faille encore s'en tenir aux relations expérimentales, dans l'étude de cette question très compliquée, car les théories mathématiques restent trop éloignées des faits

expérimentaux. Des essais de construction d'un hystérésigraphe sont actuellement en cours, pour une étude directe des phénomènes.

Au point de vue de la viscosité pure, l'étude d'ensemble des familles de courbes a conduit à une relation qui permet de prévoir, au moins en première approximation, la marche du phénomène visqueux si l'on connaît les deux cycles : lent et instantané.

L'exposé de cette question ainsi que la description d'expériences portant sur l'influence de l'épaisseur et de la température feront l'objet d'articles ultérieurs.

(1) Ewing. *Proc. Roy. Soc.*, London, t. **46** (1889), p. 269; *Magnetic Induction in Iron and other metals*, London (1892), p. 118.

(2) Jouaust. *Bull. Soc. Intern. Elect.*, série 2, t. **4**, p. 715.

(3) Renger. Die anfängliche Susceptibilität von Eisen und Magnetit in Abhängigkeit von der Temperatur, *Thèse*, Zurich (1913), p. 42.

(4) Wedensky. Uber die Wirbelströme bei der spontanen Änderung der Magnetisierung, *Ann. der Phys.*, t. **64** (1921), p. 609; Uber die magnetische Viskosität usw., t. **66** (1921), p. 110.

(5) Klemencic. *Ann. der Phys.*, t. **62**, p. 68; t. **63**, p. 61. — Frome. *Ann. der Phys.*, t. **65**, p. 41. — Luthe. *Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell* (1913), p. 458. — Wilson. *Electrical Review*, (1898), p. 313.

(6) Perrier. Les variations thermiques de l'hystérèse tournante et de l'hystérèse alternative, *Thèse*, Zurich (1909).

(7) Breslauer. *Inaug. dissert.*, Berlin (1895). — Maurain. *Le magnétisme du fer* (*Scientia*), p. 56.

(8) Maurain. *Ann. de Ch. et de Physique*, t. **14** (1898), p. 282; *Journ. de Physique*, t. **7** (1898), p. 461. *Le Magnétisme du fer* (*scientia*), p. 56.

Manuscrit reçu le 28 juin 1923.

VARIATIONS DU COURANT THERMIONIQUE DANS L'HYDROGÈNE SOUS FAIBLE PRESSION

par M. LAPORTE
Institut du Radium.

Dans le but de déterminer le potentiel d'ionisation de l'hydrogène, par une méthode différente de celles utilisées jusqu'ici, j'ai été amené à faire, au préalable, un certain nombre d'observations sur les variations du courant thermionique dans l'hydrogène avec la pression de ce gaz.

L'appareil se compose d'un tube de quartz. Dans ce tube les électrons, émis par un filament de tungstène porté à l'incandescence et tendu suivant l'axe d'un cylindre de molybdène, sont accélérés par un champ électrique établi entre le filament et le cylindre. L'hydrogène est obtenu par chauffage osmo-régulateur de Villard, avec une flamme de gaz d'éclairage; ce procédé donne de l'hydrogène très pur, le vide est fait avec une pompe Gaede à mercure, une jauge de Mac-Leod permet de mesurer la pression, ces appareils sont séparés du tube de quartz par des pièges à air liquide. Pour éviter les vapeurs de graisse, il n'y a aucun robinet entre le piège à air liquide et le tube, des tubes à anhydride phosphorique absorbent l'humidité. Les courants thermioniques sont mesurés avec un milliampèremètre à plusieurs sensibilités.

L'appareil ayant été vidé et rincé plusieurs fois à l'hydrogène durant l'incandescence du filament, les phénomènes observés sont les suivants : si l'on maintient fixes le courant de chauffage du filament et la différence de potentiel filament-plaque, le courant électronique filament-plaque ne *reste jamais constant*, simultanément la pression du gaz augmente.

Comme les mesures de potentiel d'ionisation d'un gaz doivent de toute nécessité se faire dans une atmosphère du gaz étudié, il est difficile de purger une fois pour toutes le filament, le cylindre et les parois du tube des gaz occlus, et d'éviter au cours des mesures les variations de pression. Il convenait donc d'en étudier préalablement les effets.

Le vide initial étant réalisé aussi parfaitement que possible (10^{-4} mm de Hg) la pression s'élevait dans l'appareil de un centième de mm de mercure environ par minute de chauffe. Des effets analogues à ceux obtenus par dégagement gazeux dû au chauffage du filament, peuvent être obtenus plus rapidement en introduisant de l'hydrogène au moyen de

l'osmo-régulateur. Ces variations de pression, quoique faibles, produisent des variations importantes des courants thermioniques.

Les effets de la pression sont différents suivant que l'on se trouve au-dessous ou au dessus du potentiel d'ionisation.

Si l'on opère avec des différences de potentiel faibles, quelques volts, 7 volts par exemple, les variations du courant électronique sont repré-

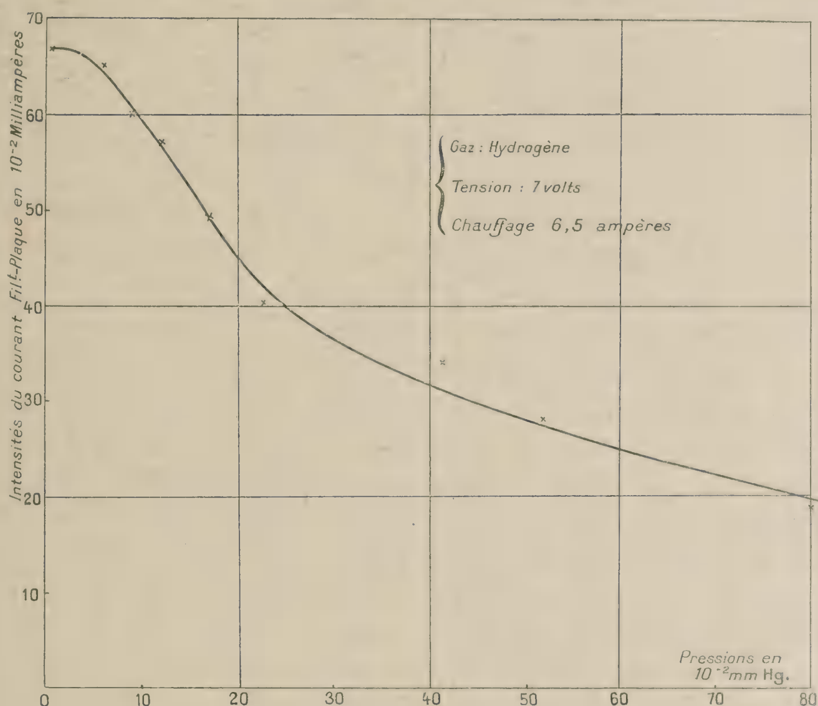


Fig. 1*b*

sentées par des courbes telles que la courbe 1. On voit que le courant est maximum pour les pressions les plus faibles qu'il était possible de réaliser. soit 10^{-4} mm de mercure environ, puis que ce courant décroît lorsque la pression augmente. Le courant maximum était de 70 centièmes de milliampères, il était réduit de moitié pour une pression de 3 dixièmes de mm de mercure environ.

Si l'on opère sous une tension supérieure au potentiel d'ionisation, la forme du courant est différente, elle est représentée par une courbe telle que 2, obtenue sous 18 volts. Le courant croît d'abord lentement avec la pression, puis présente une croissance extrêmement brusque, puis, après

un maximum très aigu, le courant décroît à nouveau lentement lorsque la pression continue à augmenter.

Parti, par exemple, de 2,5 milliampères, le courant croît lentement jusqu'à 6, puis brusquement jusqu'à 23 et décroît à nouveau. La pression

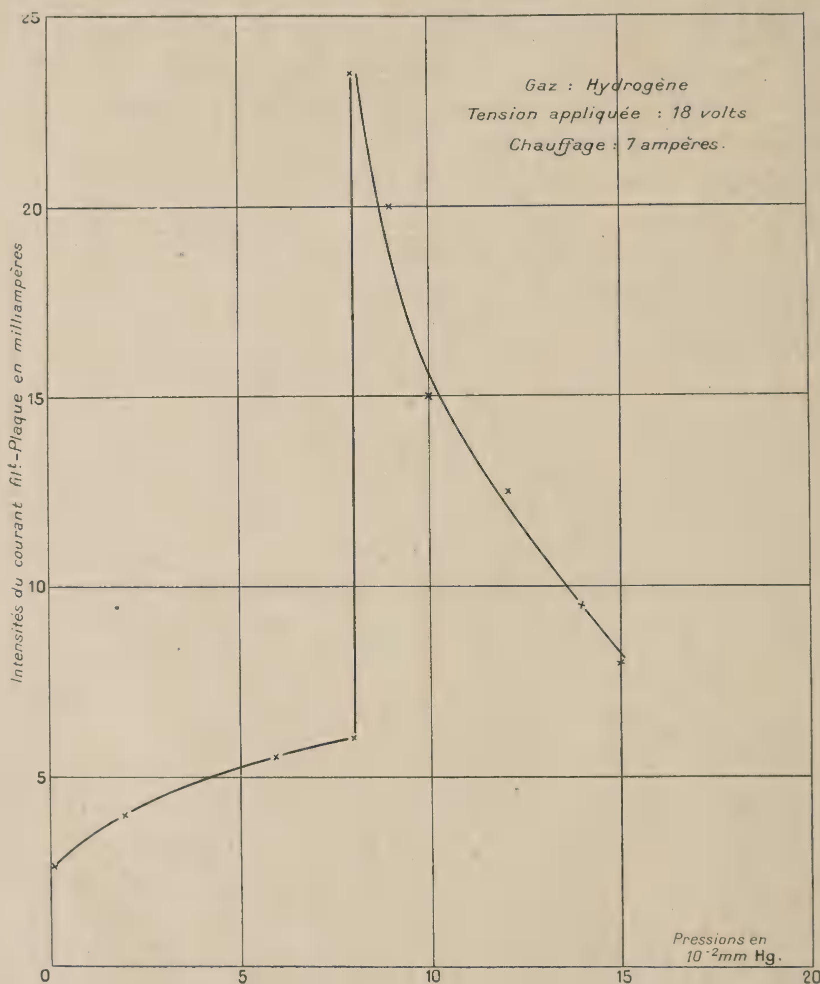


Fig. 2.

qui correspond au maximum était de 0,09 de mm de mercure environ.

Entre ces deux cas extrêmes, on observe, pour des tensions intermédiaires, toutes les graduations intermédiaires, le maximum étant d'abord peu marqué.

Il est clair que si l'on veut déterminer les discontinuités du courant dues aux seules variations de tension, en vue de déterminer les potentiels

d'ionisation, il conviendra d'opérer dans des conditions comparables en ce qui concerne les pressions.

Dans ce but, j'ai opéré sous différentes tensions, à chauffage constant, en suivant pour chaque tension les variations de courant dues aux seules variations de pression, à partir d'une pression aussi faible que possible. Les résultats obtenus sont représentés par l'ensemble des courbes I, II, III.

La courbe I représente, en fonction de la tension, les variations du courant électronique mesuré au début de chaque expérience avec un vide aussi parfait que possible dans l'appareil. Cette forme de courant est la forme bien connue des émissions thermioniques pures à chauffage constant.

La courbe II représente les courants maxima obtenus sous chaque

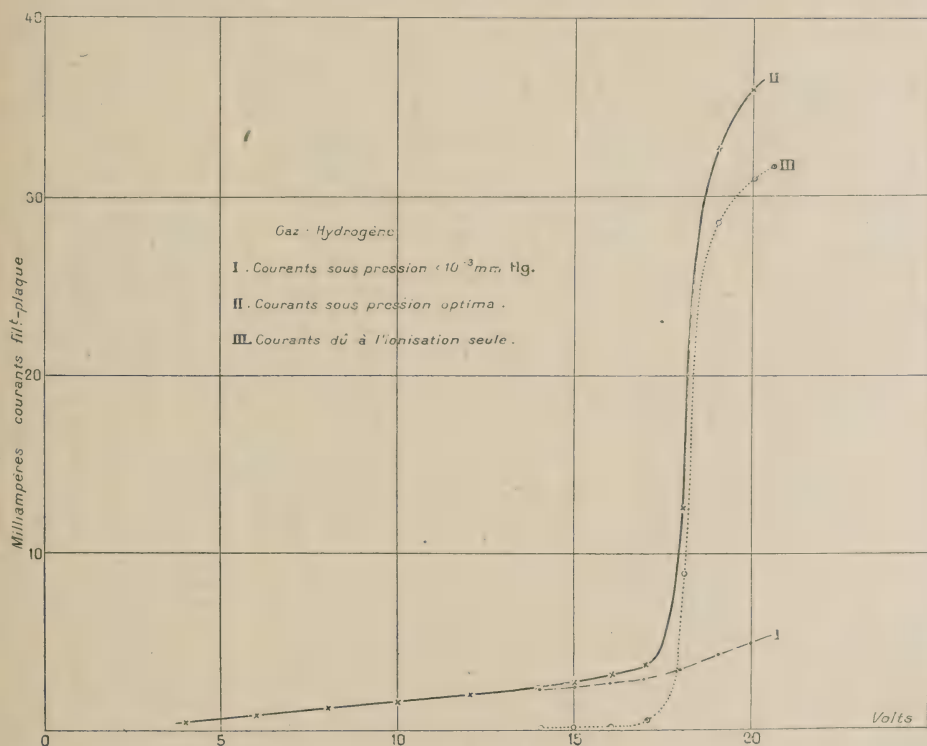


Fig. 3.

tension en laissant varier la pression, c'est-à-dire les courants qui correspondent aux conditions les plus favorables de pression pour un champ électrique déterminé, dans un appareil de dimensions déterminées.

On voit que cette courbe II se sépare lentement de la courbe I au voisinage de 14 volts, puis brusquement vers 17 volts. Cette séparation est

évidemment due aux effets d'ionisation. La courbe III obtenue en faisant la différence des ordonnées précédentes permet de se rendre compte plus clairement des effets dus à la seule ionisation.

On voit que cette courbe débute vers 14 volts et présente une brusque montée vers 17 volts, ce sont des valeurs voisines de celles adoptées pour les potentiels d'ionisation respectivement de l'atome et de la molécule d'hydrogène. Ces valeurs devraient être diminuées pour tenir compte des vitesses d'émission des électrons, et augmentées du fait que les différences de potentiel portées sur l'échelle des tensions sont celles appliquées entre le cylindre et l'extrémité négative du filament. La chute de potentiel le long du filament était de 1. 6 V, la différence de potentiel entre le milieu du filament, partie la plus émissive car la plus chaude, et le cylindre était donc inférieure de 0,8 V.

Ces deux corrections se compensent approximativement, autant qu'on peut évaluer la première d'entre elles.

Il ressort de ces expériences que les seules variations de pression peuvent donner des variations de courants électroniques comparables à celles que produisent les variations du champ. En opérant sous des pressions favorables les variations dues aux variations de champ sont extrêmement nettes.

On peut chercher dans quelle condition de pression il faut se placer pour que l'ionisation par choc soit aussi intense que possible à une tension voisine de la tension d'ionisation. Le début de l'ionisation sera ainsi aussi marqué que possible.

Soit l le libre parcours moyen de l'électron dans l'hydrogène, il est inversement proportionnel à la pression. On peut facilement le calculer sous différentes pressions. En supposant, en effet, les dimensions de l'électron négligeables vis-à-vis des dimensions de la molécule d'hydrogène ce parcours est $4\sqrt{2}$ fois plus grand que celui de la molécule de l'hydrogène.

Soit alors N_0 le nombre d'électrons émis, par seconde, par le filament; soit r_0 la distance du filament à la plaque. La théorie cinétique des gaz, supposée applicable, nous indique que le nombre d'électrons qui traversent sans choc une épaisseur r de gaz est :

$$n = N_0 \, e^{-\frac{r}{l}}. \tag{1}$$

Le nombre de chocs dans la traversée de cette épaisseur est donc :

$$N_0 - n = N_0 \left(1 - e^{-\frac{r}{l}}\right). \tag{2}$$

Lorsque nous faisons croître progressivement le champ sous une pression déterminée, de façon à atteindre et dépasser légèrement la tension d'ionisation, la valeur de la pression la plus favorable à l'ionisation est telle que le plus grand nombre possible de chocs se produisent au voisinage du cylindre, car seuls ces chocs pourront être ionisants, les autres s'étant produits avant que les électrons aient été suffisamment accélérés.

Le nombre des chocs qui se produisent dans une tranche d'épaisseur dr à la distance r_0 est

$$N_0 \frac{l}{1} e^{-\frac{r_0}{l}} dr.$$

Déterminons l pour que ce nombre soit maximum.

On trouve qu'il faut $l = r_0$.

Ainsi la pression la plus favorable est telle que le libre parcours moyen de l'électron soit précisément égal à la distance filament-cylindre.

Dans l'appareil utilisé, $r_0 = 4$ mm ; le calcul conduit à une pression de 0,17 mm de Hg, en prenant $15,8 \, 10^{-6}$ cm pour le libre parcours de l'hydrogène sous la pression de 76 cm de mercure.

L'expérience nous a donné 0,08 ; ces nombres sont en très bon accord si l'on tient compte du fait que 0,08 mm est la pression moyenne mesurée à la jauge et qu'il existait probablement un léger gradient de pression à partir de la région environnant le filament.

Ces expériences ont été faites à l'Institut du Radium. Je tiens à remercier ici Mme Curie et M. Holweck des bienveillants conseils et des facilités de travail qu'ils m'ont donnés.

Manuscrit reçu le 30 juin 1923.

GÉNÉRATION D'OSCILLATIONS POLYPHASÉES AU MOYEN DE TUBES ÉLECTRONIQUES

par M. René MESNY.

Principe. — Si avec n triodes identiques on réalise un montage ayant une symétrie géométrique et électrique d'ordre n, le système ainsi constitué doit être capable de donner naissance, dans des conditions convenables, à un ensemble d'oscillations polyphasées d'ordre n. Cette proposition est évidente, mais ce qui n'est pas certain *à priori* c'est que le fonctionnement d'un pareil système soit stable ; il pourrait arriver que la moindre différence entre deux éléments homologues arrête le fonctionnement en polyphasé, plusieurs oscillations de fréquence différentes prenant alors naissance dans les circuits. Pour vérifier la stabilité il semble impossible de s'adresser au calcul ; en laissant de côté les difficultés provenant du grand nombre d'éléments en jeu, les phénomènes qui ont lieu dans les triodes sont trop mal connus. L'expérience, au contraire, offre une méthode rapide et sûre.

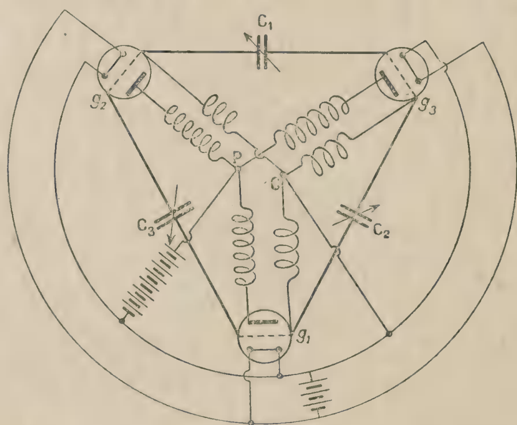


Fig. 1.

Nous avons établi avec trois tubes le montage schématisé sur la figure et facilement vérifié le fonctionnement en triphasé. Les trois filaments sont en parallèle sur la même source ; (fig. 1) les trois plaques sont réunies à un point commun P par trois bobines d'inductance ; il en est de même des trois grilles dont les bobines ont un point commun C ; les bobines de plaque et de grille d'une même triode sont couplées magnétiquement. Entre le point P et l'un des pôles des filaments on interpose une force électromotrice de quelques centaines de volts, comme pour un montage à un seul tube ; le point C est connecté à l'un des pôles du filament soit directement, soit à travers une résistance d'une dizaine de mille ohms. Cette résistance a pour but de diminuer la fatigue des grilles en réduisant très notablement le courant électronique qui les traverse ; elle n'a pas besoin d'être shuntée par une capacité comme dans les montages à une seule triode, car il n'y circule aucun courant alternatif.

Entre les grilles (ou les plaques) de deux tubes voisins, on place un

condensateur variable qui réalise avec les bobines d'inductance correspondantes un circuit oscillant.

Ce système oscille spontanément en triphasé quand les trois circuits oscillants ainsi constitués ont même période et que les inductions mutuelles sont convenablement choisies.

Les oscillations obtenues sont très stables et se maintiennent pour des différences entre les éléments homologues atteignant 4 à 5 pour 100, ce qui permet de faire supporter des charges différentes aux différents circuits. Quand les écarts entre les mêmes éléments sont plus grands, le système donne naissance à des oscillations de deux ou trois fréquences principales, mais les oscillations triphasées à fréquence unique s'accrochent d'elles mêmes brusquement dès que, en faisant varier les capacités ou les inductances, on revient dans les limites ci-dessus indiquées.

On peut considérer l'ensemble comme constitué par les trois circuits oscillants g_1 C g_2 C_3 ; g_2 C g_3 C_1 ; g_3 C g_1 C_2, en partie superposés, chacun d'eux étant le siège d'une oscillation en retard de 120° sur celle du précédent et en avance de 120° sur celle du suivant ou inversement. La fréquence est déterminée par les valeurs communes de la self induction et de la capacité de chacun de ces circuits, avec la même approximation que dans les montages à un seul tube. Nous avons réalisé sans difficulté des fréquences de l'ordre de 10^6.

L'existence des oscillations triphasées peut être manifestée en réalisant un champ tournant par les mêmes procédés que ceux employés pour les fréquences industrielles; par exemple, en envoyant les trois courants déphasés de 120° dans les trois bobines faisant entre elles le même angle de 120° ; on intercalera ces bobines entre le point C d'une part et les trois inductances aboutissant aux 3 grilles.

Un moteur en cage d'écureuil, constitué par quelques spires fermées de fil fin et placé à l'intérieur des bobines précédentes se met à tourner rapidement dès l'accrochage des oscillations triphasées. La rotation peut avoir lieu dans un sens ou dans l'autre.

La puissance du moteur que nous avons ainsi réalisé avec des fréquences de 5.10^5 périodes était à peine de l'ordre de 10^{-5} watt; mais en utilisant un poste oscillant sur des fréquences de 500 à 1 000, on pourrait obtenir des puissances de quelques watts avec un courant de 1 ampère dans les circuits oscillants. Il est vraisemblable que la vitesse de rotation à vide serait très régulière; elle ne dépendrait que de la fréquence des oscillations, qui peut être presque rigoureusement constante, et des résistances mécaniques; celles-ci, étant limitées au frottement dans les pivots et à la

résistance de l'air, semblent devoir produire un couple résistant uniforme.

Mesures des phases. — L'application qui paraît la plus intéressante en haute fréquence est la mesure des phases. Représentons sur la figure 2 par trois traits F_1 F_2 F_3 les trois bobines à 120° dont il est question plus haut, ces bobines ayant comme axe de symétrie commun l'axe O perpendiculaire au plan de la figure, puis remplaçons la cage d'écureuil par une bobine M mobile autour de l'axe O, les spires de cette bobine étant parallèles à l'axe de rotation; cette bobine sera le siège d'une force électromotrice de même fréquence que les oscillations et dont la phase dépendra de l'orientation de la bobine mobile. Une construction convenable de cette dernière permettra d'obtenir des variations de phases précisément égales aux angles dont elle aura tourné. Supposons réalisée cette condition sur laquelle nous reviendrons plus loin.

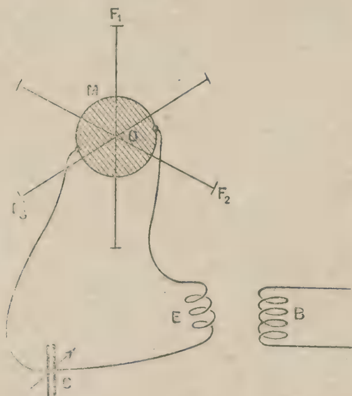


Fig. 2.

Introduisons alors cette bobine M dans un circuit E C comprenant un condensateur C et une autre bobine E, l'ensemble pouvant être accordé sur la fréquence utilisée. Un système d'écoute, monté aux bornes du condensateur permettra de recevoir les oscillations induites dans le circuit. Si l'on change l'orientation de la bobine M, le son ne changera pas puisque le champ tournant est circulaire. Mais si l'on vient à coupler la bobine E avec une troisième B parcourue par un courant de même fréquence, il existera une valeur du couplage et une orientation de M pour lesquelles le son s'éteindra; à ce moment les forces électromotrices induites dans M par le champ tournant et dans E par B seront exactement en opposition. On montera sur l'axe de O un cercle gradué dont le déplacement en face d'un index permettra de repérer les orientations de M et par conséquent les phases par rapport à une phase prise pour origine. Pour fixer cette origine on pourra chercher l'extinction obtenue en couplant E avec quelques spires mises en série dans le circuit de l'une des bobines fixes, F_1 par exemple. On fera marquer zéro au cercle gradué à ce moment et les nombres lus sur le cadran dans les mesures suivantes seront les différences de phases entre les courants observés et celui qui existe dans F.

Les extinctions obtenues sont extrêmement nettes et permettent de faire les lectures avec une précision d'une fraction de degré.

Le couplage réalisé magnétiquement entre B et E peut être remplacé par un couplage par résistance et par capacité.

Bien entendu la fréquence dans la bobine B doit être identique à celle du générateur d'oscillations polyphasées. Cette condition est facile à réaliser en commandant les oscillations du système qui contient B par le générateur lui-même. Si par exemple on désire étudier les variations de phases qui se produisent aux différents étages d'une amplification à triodes, on alimentera cet amplificateur par une différence de potentiel prise sur une partie du circuit de F_1, qui fixe l'origine des phases.

Précision des mesures. — Une première condition à réaliser pour obtenir les résultats ci-dessous est la variation uniforme de la phase de la force électromotrice induite dans la bobine M, en fonction des angles dont on la fait tourner. Pour réaliser cette condition, il suffit de construire les bobines F et M de telle façon que le coefficient d'induction mutuelle entre M et une bobine F_1 varie comme le cosinus de l'angle que forment les plans de leurs spires. Soit en effet Φ le flux produit dans M par une des bobines F quand leurs spires sont parallèles et α l'angle des spires de F_1 avec celles de M pour une position quelconque de cette dernière; le flux total qui traversera M, dans cette position, sera :

$$\Phi\,[\cos \omega t \cos \alpha + \cos (\omega t + 120) \cos (\alpha + 120) + \cos (\omega t - 120) \cos (\alpha - 120)]$$

l'angle α étant compté en sens inverse de celui des changements de phase entre les bobines F_1 F_2 F_3. Cette expression se réduit à

$$\frac{3}{2}\,\Phi \cos (\omega t - \alpha)$$

ce qui établit la proposition.

Nous avons établi d'autre part des conditions assez générales pour la réalisation d'une induction mutuelle proportionnelle à $\cos \alpha$ (1); ce sont les suivantes :

a) La bobine F doit avoir un plan de symétrie passant par l'axe de rotation de M.

b) La bobine M doit être enroulée sur une carcasse affectant la forme d'un corps de révolution autour de son axe de rotation.

c) Les plans des spires de M doivent être également espacés.

Nous avons supposé jusqu'ici que les courants circulant dans F_1 F_2 F_3 ont exactement la même intensité. L'expérience montre que les oscillations polyphasées peuvent s'établir sans que cette condition soit remplie, si la symétrie ternaire n'est pas parfaite, ce qui est évidemment toujours le cas.

(1) R. Mesny. Mesures de Rayonnement. *Onde Electrique*, t. 1. (1922), p. 54-62.

Le champ tournant est alors elliptique et on s'en aperçoit aux variations de son qui accompagnent une rotation de 360° de la bobine M. On peut corriger ce défaut en agissant sur les divers éléments des circuits : couplages, capacités, résistances. Si l'on appelle a et b les deux axes de l'ellipse du champ tournant, l'oreille permet facilement d'apprécier des écarts tels que

$$\frac{a-b}{a}$$

soit égal à $\frac{1}{10}$. On peut donc corriger, sans difficulté, l'aplatissement de l'ellipse, dans les limites précédentes. Si l'on désire plus de précision on l'obtient encore sans peine en remplaçant l'oreille par un voltmètre-amplificateur.

D'autre part, en supposant le champ elliptique, il est facile de montrer qu'en prenant comme phase de la force électromotrice induite dans M, pour une orientation α de cette bobine, l'angle α lu sur le cadran, on commet une erreur au plus égale à l'angle ε donné par la formule.

$$\sin \varepsilon = 2\frac{a-b}{a+b}.$$

Ajoutons enfin qu'il faut avoir soin d'écarter le système des bobines F et M du générateur pour éviter les inductions parasites ; une distance de 1,50 à 2 mètres convient. Il est encore avantageux d'enfermer ce système (F, M) dans une cage en toile métallique.

Manuscrit reçu le 4 juin 1923

Erratum à l'article sur « Les déviations des ondes électromagnétiques ».
Journ. de Phys., s. *VI*, t. 4 (1923), p. 129-143,

par M. René MESNY

Dans cet article, nous avons commis une erreur dans l'interprétation de la formule $\operatorname{tg} \delta = \cos \Phi \frac{Y_i}{Z_i}$ (p. 142). De ce que δ est au plus égal à 3°, on ne peut pas déduire que Z_i est faible par rapport à y_i, cos α pouvant être lui-même très petit ; la conclusion n'en subsiste pas moins. S'il était possible que le champ électrique tourne dans le plan de l'onde au point de devenir presque horizontal, Z_i deviendrait très petit et on devrait constater à la réception des variations considérables et momentanées de l'intensité des signaux ; or ce phénomène n'existe pas plus pour les signaux de grandes longueurs d'onde venant d'Amérique que pour ceux venant des stations relativement proches de l'Europe.

SÉRIE VI. — TOME IV. NOVEMBRE 1923 N° 11.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

L'ISOTOPIE ET LES ISOTOPES (1)

par Mme PIERRE CURIE

A. — L'ISOTOPIE CHEZ LES RADIOÉLÉMENTS.

1. La classification périodique des éléments. — Le phénomène *d'isotopie*, mis en évidence par les travaux des 15 dernières années, se rattache étroitement à la classification périodique des éléments. En 1914, F. Soddy désigna comme *isotopes* les éléments dont les propriétés chimiques sont si voisines qu'il convient de leur assigner une place unique dans la classification, bien que leurs poids atomiques puissent différer de plusieurs unités.

Rappelons brièvement le principe de la classification. Les éléments sont rangés par ordre de poids atomiques en lignes et en colonnes (tableau I); dans chacune des 8 colonnes du tableau, numérotées de O à VII, se trouvent réunis des éléments de même valence et de nature chimique analogue ; cette analogie devient plus apparente quand on fait alterner les termes d'une même colonne à partir du 3e rang, en les plaçant alternativement à droite et à gauche, de manière à réaliser une bifurcation. Certains groupes d'éléments jouent un rôle spécial, tel le groupe des terres rares dont les termes successifs ont des propriétés chimiques très voisines. Une colonne supplémentaire VIII se compose de 3 groupes d'éléments dont chacun joue en quelque sorte le rôle d'un élément unique, comme celui des terres rares. Il existe aussi dans la classification un certain nombre de places encore vides, bien que le tableau ait été complété successivemen par la découverte de plusieurs éléments nouveaux, en particulier par celle des *radio-éléments* qui sont venus se placer dans les deux dernières rangées.

La classification ainsi constituée a un sens philosophique profond qui a été mis en évidence par les progrès de la physique moderne, en ce qui concerne les idées relatives à la structure des atomes. Les expériences de E. Rutherford sur la dispersion des rayons α l'ont amené à considérer

(1) Cet article correspond aux conférences-rapports sur le même sujet.

TABLEAU I

Classement périodique général.

	O	I	II	III	IV	V	VI	VII	
1 H 1,008	2 He 4,00	3 Li 6,94	4 Gl 9,1	5 B 10,9	6 C 12,00	7 Az 14,01	8 O 16,00	9 F 19.0	
	10 Ne 20,2	11 Na 23,00	12 Mg 24,32	13 Al 26,96	14 Si 28,3	15 P 31,04	16 S 32,06	17 Cl 35.46	
	18 A 39,9	19 K 39,10	20 Ca 40,07	21 Sc 45,1	22 Ti 48,1	23 Va 51,0	24 Cr 52.0	25 Mn 54,93	26 Fe 55,84 · 27 Co 58,97 · 28 Ni 58,68
		29 Cu 63,57	30 Zn 65,37	31 Ga 70,10	32 Ge 72,5	33 As 74,96	34 Se 79,2	35 Br 79.92	
	36 Kr 82,92	37 Rb 85,45	38 Sr 87,63	39 Yt 89,33	40 Zr 90,6	41 Nb 93,1	42 Mo 96,0	43 ——	44 Ru 101,7 · 45 Rh 102,9 · 46 Pd 106,7
		47 Ag 107,88	48 Cd 112,40	49 In 114,8	50 Sn 118,7	51 Sb 120,2	52 Te 127,5	53 I 126.92	
	54 Xe 130,2	55 Cs 132,81	56 Ba 137,3	57 La 139,0 · 58 Ce 140,25 · 59 Pr 140,6 · 60 Nd 144,3 · 61 —— · 62 Sm 150,4 · 63 Eu 152 · 64 Gd 157,3 · 65 Tb 159.2					
66 Ds 162,5	67 Ho 163,5	68 Er 167,7	69 Tu 168,5	70 Yb 173,5	71 Lu 175,0 · 72 Ct ?	73 Ta 181,5	74 W 184,0	75 ——	76 Os 190.9 · 77 Ir 193,1 · 78 Pt 195,2
		79 Au 197,2	80 Hg 200,6	81 Tl 204,0	82 Pb 207,2	83 Bi 209,0	84 Po 210	85 ——	
	86 EmRa 222	87 ——	88 Ra 226	89 Ac 226 ?	90 Th 232,1	91 Pa 230 ?	92 Ur 238,2		

chaque atome comme composé d'un *noyau* à charge positive, entouré d'un groupement de N électrons dont la charge totale Ne égale en valeur absolue celle du noyau (e étant la charge de l'électron, ou charge élémentaire). Les recherches importantes de Moseley ont montré que, pour chaque atome, le nombre N d'unités de charge positive du noyau représente précisément le numéro d'ordre de la place occupée par l'élément dans la classification générale. La méthode de Moseley, qui consiste à déterminer

la fréquence des rayons X caractéristiques que peut émettre un élément, est devenue une véritable méthode d'analyse chimique, qui permet de définir sans ambiguïté un *type chimique* déterminé, auquel correspond la valeur N du *nombre atomique*. Les travaux de Bohr ont puissamment contribué à développer la théorie de l'atome à noyau positif central et à en tirer les conséquences très étendues qu'elle comporte. L'atome Rutherford-Bohr s'est montré apte à rendre compte de l'émission des spectres de raies, et Bohr a pu développer des spéculations du plus haut intérêt sur la distribution et le mouvement des électrons qui entourent le noyau. On admet actuellement que ces électrons forment des groupes, caractérisés par une distance moyenne plus ou moins grande du noyau. C'est le groupe extérieur qui détermine les propriétés chimiques et la valence; celle-ci est mesurée par le nombre des électrons superficiels, qui varie depuis un pour les métaux alcalins jusqu'à huit pour les gaz inertes.

Avant la découverte des radioéléments nouveaux, la dernière rangée du système périodique ne comprenait que deux éléments, l'uranium et le thorium, ayant les poids atomiques les plus élevés (238, 18 et 232, 12). Lors de la découverte du radium, il a été prouvé que cet élément vient occuper dans la dernière rangée la place qui convient à l'homologue supérieur du baryum, avec le nombre atomique 88. La nouvelle méthode d'analyse chimique basée sur la radioactivité a permis de découvrir plus de 30 radioéléments nouveaux qui tous éprouvent, au cours du temps, une destruction progressive et spontanée. Le nombre de ces substances apparaissait d'abord comme une menace à la généralité du classement; toutefois cette difficulté a été levée de la plus heureuse manière, et c'est précisément l'effort qu'il a fallu accomplir dans cette direction qui a conduit à concevoir et à établir la notion fondamentale d'isotopie.

2. — **Les familles des radioéléments.** — Rappelons qu'en vertu des lois de leur évolution les radioéléments forment des familles, dont les termes sont reliés les uns aux autres par un processus de filiation. Ces familles sont au nombre de trois, les trois têtes de série étant l'uranium, le thorium et l'actinium; cependant on admet actuellement que la famille de l'actinium se rattache à celle de l'uranium. Les trois familles ont été représentées dans le tableau II; pour chaque corps, on a indiqué la valeur de la *période* ou temps nécessaire pour que la quantité de la substance considérée diminue de moitié, en vertu de la loi fondamentale des transformations radioactives. Pour chaque corps on a indiqué aussi le mode de rayonnement α, β ou γ, qui caractérise le mode de transformation. Une

TABLEAU II.

Famille Uranium - Radium

Substance	Période	G de	Transformation
Ur I	4,37.10^{9} a.	G de Ur	↓α
Ur X_1	23,8 j.	„ „ Th	↓β (↙ UrZ)
UrZ	6,7 h.		
Ur X_2	1,15 m.	„ „ Pa	↓βγ
Ur II	1.10^{6} a.	„ „ Ur	↓α (↙ UrY)
UrY	24,6 h.		↓α
Io	6,9.10^{4} a?	„ „ Th	↓α
Ra	1610 a.	„ „ Ra	↓αβ
EmRa	3,85 j.	„ „ EmRa	↓α
Ra A	3,0 m.	„ „ Po	↓α
Ra B	26,8 m.	„ „ Pb	↓βγ
Ra C	19,5 m.	„ „ Bi	α (↙ RaC″) ; ↓βγ
RaC″	1,4 m.	G du Tl	↓β ?
Ra C′	10^{-6} sec?	„ „ Po?	↓α
Ra D	16,5 a.	„ „ Pb	↓β
Ra E	4,85 j.	„ „ Bi	↓βγ
Po	140 j.	„ „ Po	↓α
Pb?			

Famille Thorium

Substance	Période	G du	Transformation
Thorium	1,61.10^{10} a.	G du Th	↓α
Mth I	6,7 a.	„ Ra	↓?
Mth II	6,2 h.	„ Ac	↓βγ
Rath	1,9 a.	„ Th	↓α
ThX	3,64 j.	„ Ra	↓αβ
EmTh	54 s.	EmRa	↓α
ThA	0,14 s.	„ Po	↓α
ThB	10,6 h.	„ Pb	↓β
ThC	60 m.8	„ Bi	α ↙ ThC″ ; β ↘ ThC′
ThC″	3,1 m.	G du Tl	βγ ↓ ?
ThC′	10^{-11} sec?	„ Po	↓α ?

Famille Actinium

Substance	Période	G du	Transformation
Pa	1,2.10^{4} a.	„ P	↓α
Ac	20 a.	„ A	↓?
RaAc	18,9 j.	„ T	↓αβ
AcX	11,2 j.	„ R	↓α
EmAc	3,9 sec.	EmRa	↓α
AcA	0,002 sec.	„ P	↓α
AcB	36,1 m.	„ Pl	↓β
AcC	2,15 m.	„ B	α ↙ AcC″ ; β ↘ AcC′
AcC″	4,7 m.	G du Tl	βγ ↓ ?
AcC′	5,10^{-3} s.	„ P	

émission de rayons α consiste en une expulsion d'un noyau d'hélium par le noyau primitif, d'où, pour l'atome résultant, une diminution de 4 unités pour le poids atomique (He = 4) et une diminution de 2 unités pour le nombre atomique N, puisqu'un noyau d'hélium porte 2 unités de charge positive ($N = 2$). Une émission de rayons β correspond à l'émission par le noyau d'un électron constitutif; l'atome résultant a un poids atomique sensiblement égal à celui de l'atome primitif puisque la masse d'un électron est extrêmement faible, mais le nombre atomique N de cet atome résultant est plus élevé d'une unité que celui de l'atome primitif, puisque le noyau a perdu une unité de charge négative. L'émission de rayons γ accompagne celle de rayons β et ne représente pas un troisième mode de transformation. Dans certains cas, celle-ci est multiple et donne lieu à une bifurcation, une substance se transformant en partie par émission de rayons α, en partie par émission de rayons β.

L'examen du tableau II fait ressortir l'analogie profonde qui existe dans la succession des transformations pour les trois familles. Cette analogie apparaît clairement dans l'existence de trois gaz radioactifs ou *émanations.* A partir de ces termes gazeux (symboles, Rn, An, Tn), on voit le

même mode d'évolution à quatre termes se répéter trois fois, les termes qui se correspondent étant caractérisés par une émission de rayons de même espèce. A cette analogie de rayonnement correspond, dans chaque cas, une analogie très étroite dans les propriétés chimiques et électrochimiques.

3. — **Chimie et électrochimie des radioéléments.** — A part l'uranium et le thorium, les éléments radioactifs ne peuvent être étudiés qu'à l'aide de méthodes spéciales basées sur la mesure du rayonnement. Ces substances, en effet, ne sont en général soumises à l'expérimentation qu'en quantité très faible, inaccessible à la balance. De tous les radioéléments nouveaux, le radium seul a pu être pesé à l'état de sel pur, bien qu'il n'en existe qu'environ 3 décigrammes par tonne dans les meilleurs minerais. La concentration des autres radioéléments est encore bien plus faible que celle du radium.

Malgré cette dilution extrême, les radioéléments ont des propriétés chimiques et électro-chimiques définies au même titre que celles des éléments ordinaires. On peut les soumettre à des précipitations et à des cristallisations en présence de diverses autres matières avec lesquelles ils manifestent une parenté plus ou moins profonde. On peut aussi les déposer de leur solution sur des électrodes en vue de déterminer leur potentiel électrochimique, ou encore les soumettre à la distillation. Enfin, la mesure du coefficient de diffusion et de la mobilité des ions radioactifs électrolytiques permet de déterminer leur valence.

Toutes ces méthodes de recherche ont été mises en œuvre pour préciser l'individualité des radioéléments ; elles ont conduit à des résultats imprévus. En effet si, d'une part, certains radioéléments ont été reconnus comme représentant des types chimiques nouveaux, tels le radium, l'actinium, le polonium, l'émanation du radium et le protactinium, d'autres, par contre, ont manifesté des propriétés tout à fait voisines de celles de quelques éléments inactifs; ainsi le radium D ou radioplomb a une analogie étroite avec le plomb ordinaire, le radium E avec le bismuth, le thorium C'' et l'actinium C'' avec le thallium. Cette analogie offre un caractère particulier; elle est en quelque sorte d'un ordre plus élevé que celle qui existe entre les corps homologues d'une même colonne, ou encore entre les éléments qui composent le groupe des terres rares, ou l'un des trois groupes de la colonne VIII. En effet, on peut séparer les éléments de ces groupes par des méthodes chimiques plus ou moins laborieuses, tandis que l'on ne réussit pas à séparer le radium D du plomb ni le radium E du bismuth.

On voit par là comment ce nouveau mode de parenté chimique est intervenu directement dans les essais d'isolement des radioéléments nouveaux. On cherche fréquemment à préparer ces derniers à partir de minéraux dont la composition chimique est très complexe. Le processus de purification d'un radioélément donné peut se trouver arrêté par suite de la présence de la substance dont il est chimiquement inséparable, et c'est cette circonstance qui a jusqu'ici réduit à néant les efforts dépensés pour isoler certains corps à vie moyenne suffisamment longue, tels que l'ionium ou le radium D.

L'intérêt considérable qui s'attachait à l'isolement des radioéléments nouveaux, a fait entreprendre un grand nombre de recherches dans cette voie. Excepté dans le cas du radium et dans celui de son émanation, ces recherches se sont jusqu'ici toujours heurtées soit à la destruction trop rapide de la matière considérée, soit à sa ressemblance avec quelque autre matière, faisant échouer tout essai de séparation. Cette ressemblance apparaît non seulement entre certains radioéléments et les matières inactives, mais aussi entre radioéléments eux-mêmes; ainsi le radium et le mésothorium ne peuvent être séparés par des réactions chimiques, bien que leur vie moyenne, leurs propriétés radioactives, leur filiation et leur mode de transformation soient entièrement différents.

On conçoit combien une telle situation a pu paraître paradoxale et quel intérêt elle pouvait exciter. Ce fut le mérite considérable de F. Soddy d'avoir le premier clairement réalisé dès 1910, que cette parenté chimique, si gênante à certains points de vue pour la chimie des radioéléments, est d'*une nature différente* et d'*un ordre de grandeur différent* que les analogies chimiques jusqu'alors observées; autrement dit la ressemblance entre le radium D et le plomb ou bien entre le radium et le mésothorium n'est pas seulement d'un degré plus élevé que celle entre les terres rares, mais elle est d'une tout autre origine. Aux éléments qui manifestent entre eux cette relation particulière, F. Soddy donna en 1914 le nom d'*isotopes*. Il supposa, de plus, que les éléments isotopes ont non seulement les mêmes propriétés chimiques mais aussi le même spectre; conformément à cette prévision, un mélange de thorium et d'ionium, à 30 0/0 d'ionium (d'après une estimation basée sur les théories de la radioactivité), donne le même spectre que le thorium pur, bien que le poids atomique soit différent (231,51 au lieu de 232,12).

La notion d'isotopie, ainsi née de la chimie des radioéléments, a été ensuite rattachée à la conception du noyau atomique. On sait aujourd'hui que *les éléments isotopes sont ceux qui possèdent la même charge nucléaire*.

Ce lien fondamental leur assure *le même type chimique* et la même place dans le système périodique. Un mélange d'isotopes se comporte donc comme un élément unique dont le poids atomique résulte d'une moyenne de ceux des constituants. Par suite, les poids atomiques que détermine la chimie n'ont pas, en général, de signification simple; c'est ce qui explique l'impossibilité où se sont trouvés les chimistes d'établir entre ces nombres les relations simples, prévues dès les origines de la chimie par la théorie de l'unité de la matière. Ainsi que l'avait supposé F. Soddy, le phénomène d'isotopie n'est pas limité aux radioéléments mais se présente comme un phénomène général, ce qui en élargit considérablement la portée philosophique.

4. **Groupes de radioéléments isotopes.** — Le premier service signalé, rendu par la notion d'isotopie, a été de permettre l'introduction de tous les radioéléments dans le système périodique. Il suffit, en effet, d'assigner une seule place à un groupe d'isotopes, quel que soit leur nombre. Le choix de cette place a été facilité par les *lois de déplacement de valence* établies indépendamment par F. Soddy et par K. Fajans et se résumant ainsi :

1° Quand un atome se transforme avec émission d'une particule α, la valence de l'atome résultant est inférieure de deux unités à celle de l'atome primitif, ce qui équivaut à un recul de deux places dans la classification périodique.

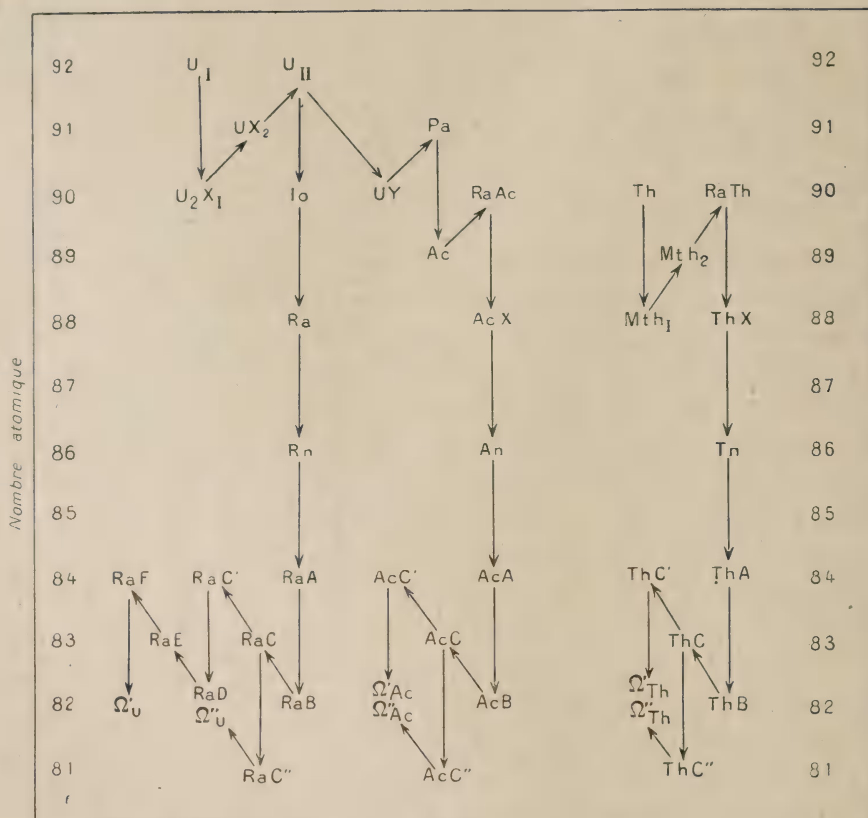
2° Quand un atome se transforme avec émission d'une particule β, la valence de l'atome résultant est supérieure d'une unité à celle de l'atome primitif, ce qui équivaut à une avance d'une place dans le système périodique.

Ces lois à base expérimentale peuvent être considérées actuellement comme le simple énoncé du fait que la charge nucléaire diminue de deux unités par émission d'une particule α, et augmente d'une unité par émission d'une particule β. La valence aussi diminue de deux unités dans le premier cas, et augmente d'une unité dans le second cas, car elle est déterminée par le nombre des électrons superficiels, et qu'un atome dont la charge nucléaire a été modifiée doit, pour rester neutre, gagner ou perdre autant d'électrons superficiels qu'il a gagné ou perdu d'unités de charge positive nucléaire.

A l'aide des considérations qui précèdent, tous les radioéléments se classent en 10 groupes, qui occupent dans le système périodique 10 places depuis $N=81$ (thallium) jusqu'à $N=92$ (uranium); les places 85 et 87

sont inoccupées. Chaque famille radioactive offre une succession de termes que l'on peut suivre à travers les places successivement occupées.

TABLEAU III.



Il convient d'insister plus particulièrement sur le groupe des isotopes du type plomb, en raison de l'importance des recherches qui se rattachent à ce groupe. Celui-ci comprend les termes ultimes de la transformation radioactive des trois familles; ces termes sont désignés par les lettres Ω' et Ω''. Pour la famille uranium-radium, le terme Ω' est seul important : c'est le *plomb d'uranium* ou radium G; son poids atomique prévu d'après les règles des transformations radioactives est 206. Pour la famille du thorium, les termes Ω' et Ω'' correspondent au même poids atomique 208 qui caractérise le *plomb de thorium*. On peut espérer trouver le plomb d'uranium dans les minerais d'urane exempts de thorium, et le plomb de thorium dans les minerais de thorium sans urane. Cette théorie a été entièrement confirmée par la détermination directe du poids atomique du plomb extrait de divers minéraux radioactifs (Soddy, Richards, Honigschmid, Maurice

Curie, etc...) Il a été prouvé, en même temps, que les plombs isotopes possèdent le même volume atomique, la même température de fusion, le même potentiel électrochimique, la même conductibilité, le même pouvoir thermoélectrique. Ils ne diffèrent que par le poids atomique et la densité; de très petites différences dans leurs spectres ont pu être mises en évidence par la méthode interférentielle (Merton). La teneur des minéraux radioactifs en plomb permet de calculer, sous certaines réserves, l'âge géologique du minerai.

B. Les rayons positifs et l'analyse des masses.

1. Production et propriétés des rayons positifs. — Les rayons positifs dont la découverte est due à Goldstein sont produits, en même temps que les rayons cathodiques, dans un tube à gaz raréfié traversé par un courant électrique de haute tension. Alors que les rayons cathodiques sont constitués par des électrons émis à la surface de la cathode et accélérés par le champ qui existe devant celle-ci, dans l'espace sombre de Crookes, les rayons positifs sont, au contraire, constitués par des ions à charge positive se dirigeant vers la cathode, et prenant naissance en divers points de l'espace sombre. Pour soumettre ces rayons à l'observation, il est nécessaire de les faire passer au delà de la cathode, en utilisant des trous ou des canaux ménagés dans celle-ci. Les particules à charge positive qui pénètrent au travers de ces orifices dans une chambre d'observation située derrière la cathode, ont reçu primitivement le nom de *rayons canaux*.

L'étude de ces rayons a été particulièrement développée par Wien et par J.-J. Thomson, et il a fallu pour cela surmonter de grandes difficultés. Les méthodes employées consistent, en principe, à déterminer, pour un fin pinceau de rayons, les déviations résultant de l'application, sur une certaine longueur de trajet, d'un champ magnétique ou d'un champ électrique perpendiculaires à la direction primitive du faisceau. La déviation subie par celui-ci (déviation magnétique ou déviation électrique) peut être observée sur un écran phosphorescent à la willémite ou sur une plaque photographique. La déviation magnétique z est proportionnelle au produit e/mv, où m est la masse de la particule chargée, e sa charge et v sa vitesse. La déviation électrique y est proportionnelle au produit e/mv^2. La détermination de z et de y permet de calculer le rapport e/m et la vitesse v des rayons.

Ces principes bien connus, applicables non seulement aux rayons positifs mais aussi aux rayons cathodiques, ont permis d'établir que ces derniers sont des électrons en mouvement, et que le rapport de leur charge à leur masse est environ 1800 fois plus grand que celui qui convient à l'hy-

drogène électrolytique. On en a conclu que la masse d'un électron est environ 1800 fois plus petite que celle d'un atome d'hydrogène ; mais on sait aussi que cette masse m est une fonction de la vitesse, qui grandit avec celle-ci selon la formule de Lorentz-Einstein :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

où m_0 est la masse limite pour les vitesses faibles et β le rapport de la vitesse des rayons à celle de la lumière.

Si l'élément d'électricité négative est unique et ne constitue qu'une petite fraction du plus petit des atomes, l'électricité positive, au contraire, est transportée par des particules de masses diverses, et la détermination du rapport e/m a permis d'établir que ces particules sont des atomes ou des molécules.

Les rayons corpusculaires positifs subissent une absorption considérable, même dans les gaz sous basse pression. De plus, les particules à charge positive, qui forment ces rayons, sont susceptibles de se recombiner avec des électrons qu'elles rencontrent, de manière à neutraliser leur charge. Pour ces raisons, les expériences de déviation magnétique et électrique n'ont point donné, tout d'abord, des résultats d'interprétation facile. Pour obtenir des conditions plus simples, il a fallu réaliser un vide très parfait dans la chambre d'observation où s'exerce l'action des champs. Mais, d'autre part, une certaine quantité de gaz est nécessaire pour la production des rayons positifs, puisque ceux-ci sont eux-mêmes des atomes ou molécules empruntés au gaz contenu dans le tube. Pour résoudre cette difficulté, on sépare, en général, la chambre de production de la chambre d'observation au moyen d'un tube capillaire ; on peut alors, avec une pompe à grand débit maintenir un bon vide, dans la chambre d'observation, tandis que la chambre de production est constamment alimentée par le gaz qui lui est nécessaire.

2. **Méthode des paraboles.** — Cette méthode, inaugurée par J.-J. Thomson, consiste à produire simultanément les déviations z et y dans des directions perpendiculaires entre elles, ainsi qu'à la direction primitive du faisceau. Il existe alors entre z et y la relation :

$$\frac{z^2}{y} = k\,\frac{e}{m}, \qquad \text{où } k \text{ est une constante.}$$

Si le faisceau est constitué par une seule espèce de particules chargées avec un rapport unique e/m, mais avec des vitesses différentes, la trace du faisceau sur l'écran d'observation (écran phosphorescent ou plaque photographique) est une parabole ayant comme axe la direction y et

comme tangente au sommet la direction z. Tel est précisément le cas des rayons positifs qui prennent naissance dans l'espace sombre devant la cathode, à diverses distances de celle-ci, et qui, par conséquent, acquièrent une énergie cinétique proportionnelle à la différence de potentiel qui existe entre le point de production et la cathode. A chaque valeur du rapport e/m correspond une parabole différente. Chaque espèce d'atomes ou de molécules chargés peut ainsi être représentée par une certaine parabole. De plus, une même espèce de molécules ou d'atomes peut apparaître avec des charges différentes qui, cependant, sont toujours un multiple de la charge élémentaire; ce sont des atomes ou molécules à *charges multiples*.

J.-J. Thomson et ses élèves ont obtenu de beaux tracés de paraboles correspondant à des rayons positifs parfaitement définis, et non modifiés lors de leur parcours dans la chambre d'observations. Il a été aussitôt manifeste que le phénomène présente une très grande variété et que l'on observe, à l'état de rayons positifs, non seulement des atomes ou molécules connus, à charge simple ou multiple, mais aussi des combinaisons moléculaires inconnues dans d'autres conditions. Se basant sur ces résultats, J.-J. Thomson a affirmé sa conviction que les rayons positifs offrent une nouvelle méthode d'analyse chimique à laquelle un grand avenir est réservé. Il faut reconnaître que cette opinion est parfaitement justifiée et que l'analyse des masses inaugurée par J.-J. Thomson, poursuivie ensuite par Aston, a conduit à des résultats de la plus haute importance, en permettant de généraliser la notion d'isotopie, et de l'étendre à la plupart des éléments.

3. Mesure des masses atomiques et moléculaires. Les paraboles du néon. — Les clichés, obtenus par la méthode ci-dessus décrite, présentent, en général, un certain nombre d'arcs de parabole, dont chacun correspond à un rapport e/m déterminé. Puisque la déviation électrique y est inversement proportionnelle à l'énergie cinétique des particules, sa valeur ne peut dépasser une certaine limite qui correspond à l'énergie maximum déterminée par la différence de potentiel qui alimente le tube; tous les arcs de parabole s'arrêtent donc à une ligne limite, $y =$ constante.

A un rapport e/m on fait correspondre une masse m, en attribuant à la charge e une valeur acceptable, égale soit à la charge élémentaire, soit à un petit multiple de celle-ci. Le choix comporte une certaine part d'arbitraire; il est cependant limité par des conditions résultant de l'expérience. On trouve, par exemple, que les charges multiples sont rares et se présentent sur les atomes plutôt que sur les molécules. Certaines espèces

de particules chargées sont très fréquemment présentes dans le tube, et leurs paraboles, faciles à identifier, servent de lignes de repère. Telle est la parabole de l'atome d'hydrogène à charge simple H +, observée sur tous les clichés. Dans bien des cas, une trace de gaz suffit pour produire une ou plusieurs paraboles caractéristiques. de sorte que l'analyse des masses à l'aide des rayons positifs ne demande que très peu de matière.

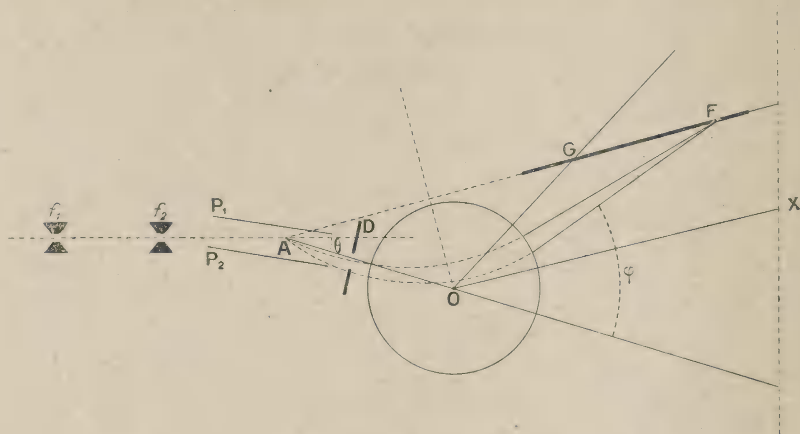
L'atome d'hydrogène apparaît toujours avec une charge simple, ce qui est conforme à la conception suivant laquelle l'atome d'hydrogène neutre ne possède qu'un électron; quand celui-ci est détaché, il reste le noyau d'hydrogène ou *proton* avec une unité de charge positive. Il est donc légitime de considérer le proton comme l'élément indivisible de charge positive, de même que l'électron constitue l'élément de charge négative. La molécule d'hydrogène donne une parabole qui indique une charge simple.

Pour l'oxygène on observe trois paraboles qui correspondent à $O+$, O^{+}_{+}, O^2+ (atome à charge simple, atome à charge double, molécule à charge simple). Le carbone donne les lignes $C+$, C^{+}_{+}, $CO+$, CO^2+ (atome à charge simple ou double, molécules d'oxyde de carbone et de gaz carbonique à charge simple). De plus, cet élément combiné à l'hydrogène produit les composés CH, CH^2, CH^3, qui ont une existence individuelle quand ils portent une charge simple, alors qu'ils n'en ont pas à l'état neutre. De la même manière les composés $OH+$, OH^2+, OH^3+, existent à l'état de rayons positifs dans les tubes à vide. On y trouve aussi couramment le composé H^3+, et on y a découvert les hydrures de gaz rares tels que $NeH+$ ou $HeH+$. On peut concevoir la formation de tels composés en ayant recours aux conceptions récentes de la structure de l'atome. Par exemple, un atome de néon qui a perdu un électron périphérique ne possède plus que 7 électrons dans son enveloppe extérieure, de sorte que celle-ci est semblable à celle du fluor ou du chlore ; on comprend alors que cet ion du néon puisse fixer un atome d'hydrogène, et cela seulement parce qu'il est chargé. La formation d'autres composés en apparence anormaux, s'explique de la même manière. On observe aussi sur les clichés des paraboles qui correspondent à des charges négatives ; elles sont relatives à des atomes qui ont perdu leur charge primitive par recombinaison, et qui ont, de plus, acquis un électron en pénétrant dans la chambre d'observation. Cette circonstance ne se produit guère pour les molécules, qui apparaissent presque toujours avec une charge positive simple. Les charges multiples apparaissent d'autant plus fréquemment que le poids atomique est plus élevé. Le mercure peut perdre jusqu'à 8 électrons à la fois.

Le résultat le plus remarquable de l'analyse des masses par la méthode des paraboles, a été l'observation de deux lignes dans le cas du néon. Ces lignes correspondaient aux masses 20 et 22, l'intensité de la ligne 22 étant très inférieure à celle de la ligne 20. J.-J. Thomson entrevit l'explication possible de ce résultat par une structure complexe du néon, dont les deux constituants, de masses moléculaires 20 et 22, formeraient un mélange naturel avec une masse moléculaire moyenne 20.2. Cette hypothèse a été aussitôt soumise au contrôle de l'expérience par Aston qui soumit une certaine quantité de néon à une distillation fractionnée et à une diffusion fractionnée. La première méthode se montra sans effet, mais la deuxième permit d'obtenir des fractions avec un écart de densité petit, mais certain. Mais comme, d'autre part, l'étude des radioéléments avait déjà fait admettre l'existence d'éléments isotopes, Aston entreprit de poursuivre l'étude de l'isotopie par la méthode des rayons positifs, et de perfectionner cette méthode de manière à obtenir une mesure des masses assez précise, permettant de distinguer les constituants d'éléments jusque là réputés simples. L'appareil qu'il imagina à cet effet a été nommé par lui « spectrographe des masses ».

4. **Spectrographe des masses.** — Le principe de ce dispositif repose sur une certaine *achromatisation* du faisceau de rayons positifs, comparable à celle que l'on réalise pour la lumière au moyen de prismes et de lentilles. De même que, dans ce dernier cas, un faisceau lumineux, dévié et dispersé par un premier prisme, est achromatisé par un deuxième prisme qui compense en partie la déviation produite par le premier, de même un faisceau de rayons positifs, d'abord dévié par un champ électrique qui produit une faible dispersion des rayons d'inégales vitesses, est ensuite dévié en sens inverse par un champ magnétique, de telle manière que les deux rayons extrêmes du faisceau dispersé se trouvent à nouveau ramenés en un même point formant foyer (fig. 1). A chaque valeur du rapport e/m correspond un foyer. Tous ces foyers sont situés sur une courbe qui est presque une ligne droite, et qui peut être reproduite sur une plaque photographique convenablement placée. On obtient ainsi le *spectre des masses* des matières gazeuses contenues dans le tube à décharge. La précision des mesures de masses est évaluée à 0,001. C'est à l'aide de cet appareil qu'Aston entreprit l'examen de divers corps simples qui sont des gaz ou qui font partie de composés gazeux, et il obtint dans cette voie des résultats extrêmement importants. Il prouva que certains des éléments examinés sont réellement simples (hydrogène, oxygène, car-

bone, soufre, etc...), mais que beaucoup d'autres sont complexes et se composent d'un mélange d'isotopes au nombre de deux ou davantage. Les premiers résultats particulièrement frappants ont été obtenus pour le néon, pour lequel les prévisions de J.-J. Thomson ont été entièrement confirmées; aussitôt après, il a été prouvé que le chlore se compose de deux isotopes dont les masses atomiques sont 35 et 37. Les recherches



f_1 f_2, fentes déterminant un faisceau étroit de rayons positifs. P_1 P_2, condensateur produisant la déviation électrostatique variable avec la vitesse pour la même masse des particules. A, foyer d'où semblent provenir les rayons après la déviation électrique. D, diaphragme limitant le faisceau dispersé. O, centre des pièces polaires produisant le champ magnétique qui dévie les rayons en sens inverse de la déviation électrostatique. F, foyer où viennent converger les rayons correspondant à une même valeur de e/m. GF, plaque photographique disposée suivant la surface focale, lieu des points tels que F pour les différentes valeurs de e/m.

consécutives ont montré que l'isotopie est un phénomène qui se rencontre chez la plupart des éléments chimiques. Avant de donner les résultats de cette belle analyse, nous décrirons encore un autre procédé qui permet de la compléter en l'appliquant à des éléments qui ne forment pas d'ordinaire de composés gazeux.

5. **Rayons anodiques.** — On sait qu'une cathode incandescente est une source d'électrons qui peuvent former des rayons cathodiques. On peut de même chercher à faire produire par une anode incandescente des rayons positifs partant de la surface de l'anode ou *rayons anodiques*. Pour cela, la matière considérée, fixée à l'anode, doit être portée à une température élevée, ce que l'on peut obtenir à l'aide d'une spirale chauffante, parcourue par un courant électrique. L'expérience a montré que ce chauffage n'est pas toujours suffisant pour volatiliser à l'état d'ions positifs les métaux alcalins ou alcalinoterreux, utilisés soit à l'état métallique, soit dans leurs

oxydes ou leurs sels. C'est pourquoi certains expérimentateurs ont soumis de plus ces matières à un bombardement par les rayons cathodiques. On obtient ainsi, assez difficilement il est vrai, un flux de particules chargées positivement pour des corps tels que le sodium, le potassium, le magnésium, le zinc, etc...

Ces rayons positifs partant de l'anode même, ont tous la même vitesse quand ils sont accélérés par le même champ produit par une différence de potentiel V établie entre l'anode et la cathode. Leur énergie cinétique est donnée par la relation :

$$\frac{mv^2}{2} = eV.$$

Pour connaître le rapport e/m il suffit de produire leur déviation magnétique. Dans un champ uniforme H, les rayons décrivent une trajectoire circulaire de rayon R tel que

$$\frac{mv}{e} = RH.$$

Une méthode d'expérience basée sur ce principe a été développée par Dempster. Un fin pinceau de rayons anodiques, accéléré par une différence de potentiel connue, pénètre dans une région de champ magnétique uniforme dans laquelle il décrit un demi-cercle ; à la sortie du champ le faisceau traverse une fente étroite au delà de laquelle il est reçu sur une électrode isolée à laquelle il communique sa charge. Pour que le faisceau suive la trajectoire imposée, il faut que la différence de potentiel V ait une valeur déterminée. En faisant varier V on fait varier le courant reçu par l'électrode. Quand V passe par la valeur critique, la charge de l'électrode passe par un maximum étroitement défini. L'observation de ce maximum permet de calculer e/m et donne, de plus, une mesure du nombre des particules du faisceau. Si celui-ci est composé de plusieurs espèces isotopiques de masses différentes, à chacune d'elle correspondra un maximum différent, et l'importance relative de ces maxima doit permettre d'évaluer les proportions des isotopes avec plus de précision qu'on ne peut le faire en comparant les impressions photographiques du spectre des masses.

6. Résultats d'observation. — La liste des corps jusqu'ici analysés est donnée dans le tableau IV où l'on a indiqué le nombre des isotopes trouvés, ainsi que leurs masses. La planche I représente quelques photographies de spectres de masses [1].

(1) Reproduction autorisée par les éditeurs du *Philosophical Magazine*.

Voici les observations générales qu'on peut faire à ce sujet :

1° Un certain nombre d'éléments chimiques se montrent simples ; tels sont en premier lieu l'hydrogène, puis l'hélium, le carbone, l'azote, l'oxygène, le fluor, le sodium, le phosphore, le soufre, etc. Il est à remarquer que, parmi ces éléments simples, il en est plusieurs dont le poids atomique chimique rapporté à l'oxygène est un multiple assez exact de 4, et pour lesquels, par conséquent, le nombre atomique N est égal à la moitié du poids atomique P.

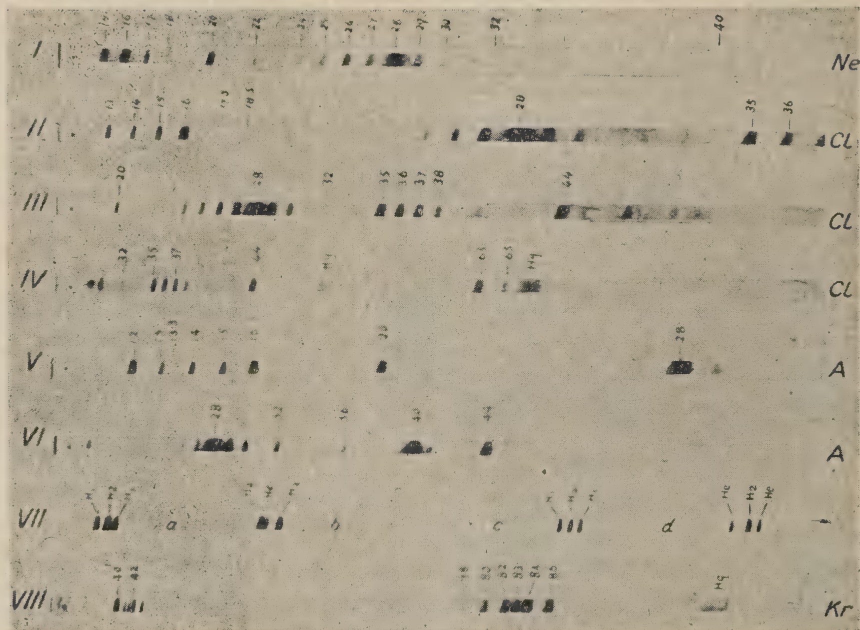


PLANCHE I

2° De nombreux éléments, chimiquement simples, sont des mélanges d'isotopes ; tels sont les deux lithiums, Li_6 et Li_7 ou les deux chlores Cl_{35} et Cl_{37}. Les éléments de poids atomiques élevés semblent susceptibles d'avoir un nombre plus grand d'isotopes (krypton : 6 isotopes ; xénon : 9 isotopes ; étain : 8 isotopes ; mercure ; 6 isotopes).

3° On constate, dans tous les cas, que *les masses déterminées à l'aide de rayons positifs et rapportées à celle de l'oxygène sont, à une grande approximation, des nombres entiers.* Ainsi les écarts de poids atomiques chimiques à partir de nombres entiers doivent s'expliquer par la proportion des isotopes dans le mélange. Dans la plupart des cas, l'analyse des masses permet, en effet, de prévoir des proportions d'isotopes qui conviennent bien

Tableau IV.

Isotopes.

	Types chimiques		N	P. A. chim.	N	Masses
1	Hydrogène..	H	1	1,008	1	1,008
	Hélium.....	He	2	4,00	1	4
2	Lithium....	Li	3	6,94	2	6 7
	Glucinium..	Gl	4	9,1	1	9
	Bore.......	B	5	10,9	2	10 11
	Carbone....	C	6	12,00	1	12
	Azote......	Az	7	14,008	1	14
	Oxygène ...	O	8	16,00	1	16
	Fluor......	F	9	19,00	1	19
	Néon.......	Ne	10	20,20	2	20 22
3	Sodium	Na	11	23,00	1	23
	Magnésium.	Mg	12	24,32	3	24 25 26
	Aluminium.	Al	13	26,96	1	27
	Silicium....	Si	14	28,3	2	28 29 30
	Phosphore..	P	15	31,04	1	31
	Soufre.....	S	16	32,06	1	32
	Chlore.....	Cl	17	35,46	2	35 37 39
	Argon......	A	18	39,9	2	36 40
4	Potassium..	K	19	39,10	2	39 41
	Calcium....	Ca	20	40,07	2	40 44
	Fer........	Fe	26	55,84	1	
	Nickel	Ni	28	58,68	2	58 60
	Cuivre.....	Cu	29	63,57	2	63 65
	Zinc	Zn	30	65,37	4	64 66 68 70
	Arsenic	As	33	74,96	1	75
	Sélénium...	Se	34	79,2	6	74 76 77 78 80 82
	Brome	Br	35	79,92	2	79 81
	Krypton....	Kr	36	82,92	6	78 80 82 83 84 86
5	Rubidium ..	Rb	37	85,45	2	85 87
	Etain	Sn	50	118,7	8	116 117 118 119 120 121 122 124
	Antimoine..	Sb	51	120,2	2	121 123
	Iode	I	53	126,92	1	127
	Xénon	X	54	130,2	9	124 126 128 129 130 131 132 134 136
6	Cœsium....	Cs	55	132,81	1	133
	Mercure....	Hg	80	200,6	6	197-200 202 204
	Thallium...	Tl	81	204,0	4	
	Plomb	Pb	82	207,2	11	
	Bismuth....	Bi	83	209,0	5	
	Polonium ..	Po	84		7	
	Emanations.		86		3	
7	Radium....	Ra	88	226,0	4	
	Actinium...	Ac	89		2	
	Thorium ...	Th	90	232,15	6	
	Uranium X_2.	UX_2	91		2	
	Uranium ...	Ur	92	238,2	2	

à la valeur du poids atomique chimique. Dans certains cas, cependant (lithium, zinc, etc...), les proportions d'isotopes obtenues sous forme de rayons anodiques semblent très variables, sans que la cause de cette variation ait été élucidée.

4° Les interversions bien connues dans la classification des éléments (argon-potassium, nickel-cobalt, iode-tellure) sont entièrement expliquées par la composition isotopique et les proportions des isotopes.

7. Constance des poids atomiques chimiques. — Puisque les éléments chimiques réputés simples sont des mélanges d'isotopes, il est naturel de se demander si le poids atomique chimique possède un sens précis, indépendant des procédés de sa détermination et du lieu d'origine de la matière considérée.

Pour ce qui concerne les méthodes de purification et d'analyse chimique, on peut admettre que celles-ci n'affectent pas d'une manière sensible le poids atomique mesuré. Ainsi que nous allons le voir, il n'est guère possible d'obtenir par la voie chimique une séparation appréciable d'éléments isotopes, et c'est seulement dans des cas très particuliers (distillation du mercure dans le vide), que des écarts, d'ailleurs très petits, peuvent résulter de la méthode expérimentale employée.

Les prévisions sont moins fermes en ce qui concerne l'influence possible du lieu d'origine des éléments. Plusieurs savants ont institué des expériences à ce sujet, et ont examiné le poids atomique d'un certain nombre de corps de provenances diverses (argent, cuivre, plomb, mercure, chlore, sodium, etc..). Sauf dans un ou deux cas, on n'a constaté aucune influence de la provenanace sur le poids atomique, et ceci porte à croire que toutes les matières examinées ont été ou bien très parfaitement mélangées avant la solidification de la croûte terrestre, ou bien, ce qui est plus probable, produites à une époque très reculée en proportions isotopiques constantes.

8. Relations statistiques entre les isotopes. Modes d'isotopie. — Il semble, dès à présent, que le nombre d'isotopes et leur poids atomique ne sont pas arbitraires. Ainsi qu'on le sait, les écarts des poids atomiques chimiques à partir de nombres entiers sont beaucoup moins importants que ne l'indiquerait une simple loi de probabilité. Nous avons été conduits à remplacer la notion d'un élément chimique par celle d'un *groupe chimique;* mais il arrive fréquemment que le groupe n'a qu'un seul représentant. Il semble, de plus, que le nombre d'isotopes ne peut dépasser

certaines limites (jusqu'à présent 9 au plus) et que l'écart des masses des isotopes est également soumis à une limite (jusqu'à présent 12 unités au plus). Remarquons aussi que les interversions dans la classification périodique sont en petit nombre, et il en résulte clairement, que le nombre et la proportion des isotopes sont soumis à des lois générales, de nature peut-être statistique, qui assurent la progression régulière du poids atomique chimique avec le nombre atomique.

On doit à Harkins des remarques intéressantes sur la richesse relative de la croûte terrestre en certains éléments. Ceux pour lesquels N et P sont pairs semblent particulièrement abondants, aussi bien à la surface de la terre que dans les météorites (oxygène, magnésium, silicium, calcium, fer, etc...); on peut estimer qu'il constituent environ 90 % de la matière totale, en pourcentage atomique.

Certaines valeurs de masse ne semblent convenir à aucun élément; tels sont les nombres 2, 3, 5, 8, 13 etc... On n'aperçoit actuellement aucune relation entre ces nombres.

Deux éléments peuvent avoir la même masse sans appartenir au même type chimique; on les nomme *isobares*. Parmi les radioéléments, il en est de fréquents exemples, car deux éléments radioactifs sont isobares quand l'un résulte de l'autre par émission d'un rayon β (par ex. Ra E et polonium). Parmi les éléments stables, l'argon et le calcium offrent un exemple d'isobares par leurs isotopes de masse 40.

Les transformations de radioéléments conduisent à envisager que l'isotopie peut appartenir à des modes différents, et que, dans l'isotopie même, il peut en quelque sorte y avoir des degrés, bien que sa condition fondamentale soit toujours l'égalité du nombre atomique. Ainsi il y a une parenté plus étroite entre les corps B qui jouent le même rôle dans leurs familles respectives, qu'entre l'un deux et le radium D, ou le plomb.

9. Spectres des isotopes. — L'hypothèse primitive de Russell et de Soddy attribuait aux isotopes des spectres identiques. Nous avons vu qu'il est, en effet, difficile de constater une différence dans les spectres d'émission mais que, cependant, Merton a réussi à mettre en évidence un très léger écart entre les fréquences de certaines raies pour les différentes espèces de plomb. Quelques observations encore incomplètement établies ont aussi été publiées sur les spectres du lithium et du mercure.

L'observation des bandes d'absorption semble avoir donné des différences plus importantes. Ces bandes sont attribuées, comme on sait, à un effet de rotation des molécules, qui accompagne un effet d'oscillation. Leur

observation permet de calculer le moment d'inertie des molécules. L'expérience a montré que les bandes infra-rouges du gaz chlorhydrique se résolvent, non point en lignes simples, mais en doublets; les deux lignes d'un doublet sont dues à deux fréquences d'oscillation fondamentale des deux chlores 35 et 37; l'écart du doublet est numériquement conforme aux considérations théoriques.

Il ne semble pas douteux que la similitude des spectres des isotopes ne soit extrêmement étendue. Les fréquences d'émission sont liées bien plus étroitement à la charge du noyau qu'à sa masse. En ce qui concerne les hautes fréquences (rayons X) aucune différence n'a jusqu'ici été observée.

C. Structure des atomes

1. Unité de la matière, éléments de structure. — Les transformations radioactives ont établi la conviction que, parmi les constituants des atomes, se trouvent d'une part l'hélium, d'autre part les électrons, et que l'on doit trouver ces constituants dans le noyau, puisque toute transformation radioactive porte essentiellement sur celui-ci. Il apparaissait dès lors très probable que les atomes d'hydrogène doivent aussi intervenir de quelque manière dans la structure nucléaire, et que l'on se trouve ainsi ramené à la conception de l'unité de la matière, envisagée par Prout dès l'origine de la chimie. Les recherches d'Aston sont venues apporter à ce point de vue un appui considérable, en démontrant que les masses atomiques d'éléments réellement simples sont des nombres entiers.

Un écart important subsiste entre l'hydrogène et l'oxygène, ou, ce qui revient au même, entre l'hydrogène et l'hélium. Pour $O = 16$, $He = 4$, on a $H = 1,0077$. On explique aujourd'hui ce déficit de masse de l'hélium par rapport à l'hydrogène dont il est supposé formé, en invoquant la perte de masse subie par les quatre atomes d'hydrogène lors de leur condensation en un atome d'hélium, avec un dégagement considérable d'énergie interne (Langevin, Einstein). Des pertes de masse analogues mais moins importantes ont pu avoir lieu dans d'autres cas, de sorte qu'il n'est pas à espérer que les poids atomiques rapportés à l'oxygène soient des nombres entiers à tout degré d'approximation. De petites différences semblent d'ailleurs déjà avoir été observées par Aston. On peut aussi citer le cas de l'azote dont le poids atomique est légèrement supérieur à 14, et dont le noyau doit comprendre des atomes ou noyaux d'hydrogène, conformément aux expériences de Rutherford, qui a réussi à détacher de cet élément un petit nombre de ces noyaux (rayons H), à l'aide d'un bombardement intense par des rayons α. L'excès du poids atomique pourrait s'expliquer

en admettant que le noyau d'azote comporte trois noyaux d'hélium, deux noyaux d'hydrogène et un électron, les noyaux d'hydrogène ayant une liaison relativement faible avec la partie centrale.

De toute manière, nous pouvons considérer comme éléments de structure le *proton* (noyau d'hydrogène), l'*électron* et le *noyau d'hélium*. On pourrait convenir de nommer ce dernier *hélion* et appeler *nucléon*, pour abréger, l'électron qui fait partie du noyau. En plus de ces éléments, on peut envisager leurs groupements, tels que l'atome d'hydrogène, l'atome d'hélium ou l'ion d'hélium. Il conviendrait de désigner les éléments de structure principaux par des symboles (par exemple, e pour l'électron, β pour le nucléon, α pour l'hélion, π pour le proton).

Pour le proton et l'électron on connaît les masses et les dimensions, pour l'atome d'hélium la masse seulement ; la mesure du rapport e/m et l'application de la théorie de la masse électro-magnétique, conduit, dans l'hypothèse d'une sphère de rayon r à charge superficielle, aux résultats suivants :

Electron.	Proton.
$m = 9{,}0 \times 10^{-28}$ g	$m = 1{,}6 \times 10^{-24}$ g
$r = 1{,}9 \times 10^{-13}$ cm	$r = 1{,}03\ 10^{-16}$ cm

La masse de l'atome d'hélium est connue par son poids atomique He = 4, 0, mais ses dimensions dépendent de la structure dont on ne connaît pas de modèle probable. On a essayé de constituer un modèle de noyau d'hélium au moyen de deux électrons et de quatre protons en rotation autour d'un axe formé par les électrons, mais ce modèle se heurte à des difficultés considérables qui prouvent que, même dans les cas les plus simples, nous ne pouvons encore prétendre à construire des noyaux.

2. **Assemblage.** — Les noyaux sont des assemblages des éléments de structure ci-dessus indiqués, la constitution de chaque assemblage étant réalisée avec des pertes d'énergie et de masse peu importantes par rapport à celles qui sont mises en jeu dans la condensation de l'hydrogène en hélium.

Des schémas de ce genre ont été développés en assez grand nombre de divers côtés, mais aucun d'eux ne s'impose jusqu'à présent par une base d'argumentation solide. Certains auteurs font intervenir comme élément de structure un isotope présumé de l'hélium, de masse atomique 3 ; rien n'oblige jusqu'ici à admettre l'existence de ce noyau qui avait été prévu pendant quelque temps à la suite de certaines expériences de Rutherford dont les résultats n'ont pas été maintenus.

Parmi les électrons il en est qui sont contenus dans le noyau, *élec-*

trons nucléaires nucléons, symbole β). D'autres forment l'enveloppe électronique extérieure (symbole e). Ce sont ces derniers qui seuls déterminent les propriétés physiques et chimiques de l'atome à l'exception de la propriété radioactive. On considère qu'ils sont distribués en couches successives, désignées par les lettres K, L, M, N, O et P, et qu'ils occupent des *niveaux d'énergie* distincts, selon le travail nécessaire pour les extraire de l'atome. Ces électrons sont en nombre égal au nombre atomique N ; quand N est élevé, seuls les électrons superficiels déterminent a valence, les propriétés chimiques et l'émission de lumière, tandis que les électrons plus profonds interviennent pour la production des rayons X caractéristiques de l'atome. Il semble que les propriétés magnétiques dépendent de la symétrie de la distribution électronique.

Le nombre de nucléons résulte des valeurs du poids atomique et du nombre atomique. Le noyau d'un corps simple de poids atomique P est composé de P protons, et comme la charge du noyau est de N unités positives, il doit y avoir dans le noyau $n = P - N$ nucléons.

Pour certains atomes très abondants dans la nature, le rapport n/P est égal à 0.5 (carbone, oxygène, etc.). Ce raport augmente pour les valeurs élevées de P, tout en restant inférieur à 0,6. Puisqu'il y a une limite pour la valeur de P (uranium 238,2), on doit en conclure que la constitution de noyaux plus massifs se heurte à des difficultés fondamentales qui ne permettent pas leur stabilité.

L'instabilité des radioéléments est liée sans aucun doute à un poids atomique élevé, puisque les radioéléments occupent les dernières places de la classification, mais on ne connaît pas de relation simple entre la masse et la vie moyenne d'un radioélément. L. Meitner suppose que dans leur noyau des atomes d'hélium complets ($\alpha + 2\beta$) peuvent jouer un certain rôle, car l'émission d'une particule α est souvent suivie de l'émission de 2 particules β. On peut de même penser que certains noyaux stables préexistent avec une certaine indépendance dans les noyaux radioactifs : par exemple, le plomb d'urane 206, pourrait être un élément de structure de l'uranium et de tous ses dérivés.

Puisque les notions sur les éléments de structure dérivent exclusivement de notre connaissance des transformations radioactives, certains auteurs ont jugé opportun d'étendre celles-ci, en supposant qu'elles se prolongent dans le domaine des éléments inactifs ; il y aurait ainsi deux séries, dérivées l'une de l'uranium, l'autre du thorium, pénétrant toute la classification. Cette conception hypothétique est basée sur les modes possibles de la destruction des atomes lourds, mais laisse de côté leur for-

mation, laquelle cependant a dû se produire dans la nature, puisque les nébuleuses ne semblent contenir que de l'hydrogène et de l'hélium.

D. La séparation des isotopes.

1. Classement des méthodes, poids atomiques et densités. — Les méthodes qui ont en vue la séparation des isotopes reposent toutes sur la différence de masse des constituants d'un mélange isotopique. Il convient par conséquent, de distinguer tout d'abord, entre les phénomènes physiques et chimiques qui dépendent de la masse et ceux qui sont déterminés par la charge du noyau, c'est-à-dire par le nombre atomique. Il convient, de plus, de classer séparément les phénomènes qui dépendent d'équilibres de régime, ou intervient la masse (effet de gravitation ou de force centrifuge), et ceux où la masse intervient uniquement pour influencer la vitesse d'agitation moléculaire (diffusion et effusion, distillation irréversible). Enfin on doit mettre à part les séparations d'isotopes résultant de processus radioactifs.

On utilise couramment la notion de *coefficient d'enrichissement* pour un mélange de deux isotopes. Ce coefficient est déterminé d'après Rayleigh ainsi qu'il suit : X et Y étant les proportions dans le mélange d'origine, x et y étant les proportions dans le mélange modifié, les coefficients d'enrichissement relatifs aux deux corps sont :

$$s = \frac{x}{y} \frac{Y}{X} \qquad r = \frac{y}{x} \frac{X}{Y}.$$

Un changement de proportion détermine un changement de masse atomique ou moléculaire moyenne M et un changement de la densité D, qui s'expriment par les formules :

$$\Delta M = (m' - m)(r - 1) \frac{XY}{X + rY}, \qquad \frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta M}{M},$$

m et m' désignent les masses moléculaires relatives aux proportions X et Y.

Par analogie avec les observations faites sur les plombs, on admet que le volume atomique des isotopes à l'état solide ou liquide est le même.

2. Séparation des isotopes radioactifs. — Dans un mélange isotopique radioactif, la séparation se produit automatiquement par extinction des isotopes à vie courte et conservation de l'isotope dont la vie moyenne est la plus longue. Ainsi, dans le mélange industriel de radium et de mésothorium provenant de la monazite, la proportion de radium au mésothorium augmente au cours des années, jusqu'à destruction pratiquement complète du mésothorium.

Certains radioéléments, d'ordinaire mélangés à leurs isotopes, peuvent cependant être obtenus séparés de ceux-ci quand leur substance mère n'en

contient pas. Ainsi, on peut préparer du mésothorium exempt de radium à partir de thorium purifié, tandis que le mésothorium industriel est mélangé au radium parce que la monazite dont il est extrait contient à la fois de l'uranium et du thorum. De même le radium D provenant de minéraux est toujours mélangé au plomb, mais on peut en préparer sans plomb, si l'on recueille avec des précautions spéciales le dépôt actif de l'émanation du radium.

3. Équilibre de régime.

a) *Gravitation.* — On peut envisager le cas d'un gaz qui se distribue dans l'atmosphère sous l'action de la gravitation et de l'agitation thermique. La formule bien connue de nivellement barométrique montre que le gradient de concentration est un peu différent pour les gaz isotopes, de sorte qu'en puisant le gaz à une altitude élevée on doit trouver une composition isotopique un peu différente de celle qui existe à la surface de la terre. Ce raisonnement est applicable aux deux néons, et permet de prévoir, à 30 km d'altitude, un poids atomique moyen de 20,15 au lieu de 20,20.

b) *Force centrifuge.* — L'effet de force centrifuge, en principe analogue à celui de la pesanteur, peut se manifester avec plus d'intensité, par l'emploi de grandes vitesse de rotation. Par contre, les calculs complets relatifs à ce procédé sont moins simples. Il convient d'examiner séparément le cas des gaz et des liquides.

Sous l'influence de la force centrifuge les molécules de gaz sont refoulées vers l'extrémité périphérique du tube de la centrifugeuse, de sorte que la densité du gaz augmente de ce côté en même temps qu'elle diminue du côté de l'axe, le tube étant supposé fermé. En même temps, il y a séparation partielle du mélange isotopique, car l'effet de la force centrifuge, limité par l'agitation moléculaire, s'exerce avec plus d'importance sur les molécules plus lourdes m' que sur celles m qui sont plus légères. Il y a donc enrichissement en molécules m' à la phériphérie et en molécules m du côté de l'axe. On trouve

$$r = e^{\frac{(m' - m)\, V^2}{2\, RT}},$$

où r est le coefficient d'enrichissement des molécules m' entre l'origine du tube et son extémité périphérique, V est la vitesse périphérique ; R, la constante des gaz parfaits ; T, la température absolue. Pour connaître les concentrations aux deux extrémités j'ai indiqué une méthode de calcul graphique, qui donne la solution complète du problème ; pour prévoir le changement du poids atomique, en principe très restreint, même quand on

donne à V la plus grande valeur qui puisse être pratiquement obtenue (entre 10^4 et 10^5 cm. par seconde), on peut employer des formules d'approximation. La théorie de la diffusion permet de prévoir que l'équilibre de régime peut s'établir en un temps assez court, mais les opérations de prélèvement de gaz ne semblent pas faciles, et jusqu'ici aucune expérience sur ces derniers n'a été faite par cette méthode. La théorie permet de prévoir un écart de poids atomique de 0,07 pour le néon et 0,14 pour le gaz chlorhydrique, en donnant à V la valeur 10^5 cm : s à la température ordinaire.

Dans le cas des liquides, la densité reste à peu près constante en tous les points du tube ; les molécules m' ne peuvent se concentrer à la périphérie qu'en glissant entre les molécules m et en se substituant à celles-ci. C'est pourquoi le calcul des concentrations axiale et périphérique n'est pas le même que dans le cas des gaz. Toutefois la formule écrite ci-dessus pour les gaz s'applique aussi aux liquides, ainsi qu'on peut s'en assurer en déterminant la distribution des molécules m et m' par les lois de la probabilité. On rencontre cependant dans le cas des liquides une difficulté résultant de la lenteur de l'établissement du régime ; la théorie montre que celui-ci peut demander plusieurs jours pour être à peu près réalisé. Il semble aussi que la vibration des centrifugeuses et les variations de température contribuent activement à rétablir le mélange, même quand celui-ci n'était pas homogène au début. Les expériences faites sur le mercure et sur le plomb fondu n'ont conduit jusqu'ici à aucune séparation. (Joly et Poole ; Mulliken).

c) *Diffusion thermique.* — Quand un mélange gazeux est contenu dans un tube dont les deux extrémités sont maintenues à des températures différentes, les molécules plus lourdes se concentrent dans la région froide et les molécules plus légères dans la région chaude (Chapman). Ce phénomène, qui permet une séparation partielle d'un mélange d'hydrogène et de gaz carbonique, a été proposé pour la séparation des isotopes, mais aucune expérience n'a encore été publiée à ce sujet. Au point de vue théorique l'efficacité de la méthode ne paraît pas considérable.

d) *Distillation fractionnée et équilibres chimiques.* — On pourrait espérer une séparation d'isotopes par distillation fractionnée s'il existait une différence appréciable entre les pressions de vapeurs saturantes. Dans cet ordre d'idées, Aston a effectué une distillation fractionnée très laborieuse de néon naturel, sans qu'aucune séparation ait été obtenue. L'examen théorique de la question a été fait par Lindemann, en se basant sur la

relation qui existe entre la pression de vapeur saturante, les chaleurs spécifiques à l'état gazeux et à l'état condensé et les constantes chimiques de Nernst. La chaleur spécifique à l'état condensé intervient par les fréquences propres d'oscillation qui changent avec la masse, si les forces de cohésion chez les isotopes sont supposées les mêmes. Suivant les hypothèses que l'on fait sur les constantes chimiques et sur la valeur de l'énergie au zéro absolu, on trouve des résultats différents; certains laissent prévoir de petites différences, tandis que d'autres conduisent à l'égalité des pressions de vapeur saturante et du potentiel électrochimique à un degré de précision très élevé.

L'expérience semble bien s'être prononcée en faveur de cette dernière solution, puisque les travaux d'Aston sur le néon n'ont donné aucun résultat et puisque, d'autre part, les très nombreux essais de séparation par voie chimique sont restés jusqu'ici complètement inefficaces. On peut citer dans cet ordre d'idées une série de mille cristallisations effectuées sur les plombs isotopes (Richards), ainsi que les nombreux travaux effectués sur les radioéléments.

4. **Méthodes basées sur l'agitation moléculaire.** — On sait que l'énergie moyenne d'agitation moléculaire est la même pour toutes les molécules à la même température, de sorte que la vitesse moyenne est en raison inverse de la racine carrée du poids moléculaire; elle est donc plus grande pour les molécules plus légères. Il existe, par suite, une différence de vitesses moyennes entre des molécules isotopiques de masses différentes. On peut baser sur ce principe plusieurs méthodes de séparation, mais la condition essentielle à réaliser est que l'opération exécutée soit *irréversible;* autrement dit, il ne faut pas que le phénomène utilisé soit compensé par un phénomène inverse découlant de la même cause. Par exemple, s'il s'agit de la distillation, l'évaporation plus rapide des molécules plus légères ne doit pas être compensée par leur retour plus fréquent au liquide. Dans ce groupe viennent se placer les méthodes *de diffusion, d'effusion, de distillation sous basse pression, de vitesse de réaction chimique.* Elles ne peuvent, en principe, fournir qu'une séparation partielle et cela d'autant plus que les vitesses sont toujours peu différentes.

a) *Diffusion des liquides.* — Cette méthode a été utilisée pour tenter la séparation de l'uranium I et de l'uranium II, les deux isotopes présumés de l'uranium. En laissant diffuser une solution d'azotate d'uranyle en présence d'un excès d'anions, on espérait avantager la progression de l'ion qui contient Ur_{II} (Lachs, Nadratowska et Wertenstein, Hevesy et Putnoky).

A l'extrémité de la colonne dans laquelle se produisait la diffusion, on faisait des prises de liquide sur lesquelles on pouvait déterminer le poids atomique aussi bien que la radioactivité de l'uranium diffusé. Cette expérience a donné un résultat négatif, permettant de conclure à l'égalité des coefficients de diffusion, à la précision de 0.5 pour 100.

Lindemann a développé quelques considérations théoriques sur la séparation des ions isotopes par des différences de mobilités électrolytiques. L'échec de la tentative décrite ci-dessus fait penser qu'on n'aurait guère plus de succès avec la mobilité; il existe, en effet, une relation bien connue entre les coefficients de mobilité et les coefficients de diffusion des électrolytes, et, quand il y a excès considérable d'anions, cette relation se réduit à une simple proportionnalité.

b) *Diffusion des gaz.* — La théorie de la séparation des gaz par diffusion au travers d'une paroi poreuse se résume dans la formule suivante : donnée par Rayleigh

$$\frac{u}{U} = \frac{X}{U} r^{\frac{K_2}{K_2 - K_1}} + \frac{Y}{U} r^{\frac{K_1}{K_2 - K_1}},$$

où r est le coefficient d'enrichissement précédemment défini; k_1 et k_2 sont les vitesses de diffusion des deux isotopes; X et Y, leurs volumes initiaux dont la somme est U, et u le volume résiduel après écoulement d'une certaine quantité de gaz. Quand il s'agit de molécules de masses voisines m_1 et m_2, la formule peut s'écrire approximativement :

$$r = \sqrt[\frac{m_2+m_1}{m_2-m_1}]{\frac{U}{u}},$$

le rapport sous le radical est la *réduction en volume* (« cut » dans les publications anglaises). L'application numérique montre aussitôt que le coefficient d'enrichissement ne peut prendre une valeur notable qu'à condition d'augmenter beaucoup la réduction en volume; en effet l'exposant du radical est 21 dans le cas du néon et 37 dans le cas du gaz chlorhydrique. On aperçoit donc, immédiatement, que l'opération ne peut être qu'extrêmement laborieuse.

Ces prévisions théoriques supposent que les deux gaz diffusent d'une manière indépendante et que leur mélange est parfait. La première de ces conditions est réalisée seulement dans le cas où le chemin moyen des molécules est grand par rapport au diamètre des pores de la paroi (Knudsen). Ceci n'a pas lieu, en général, aux pressions voisines de la pression atmosphérique, et il en résulte une altération du rendement de la séparation. Harkins et Mulliken ont cependant fait observer que, dans le cas particulier

des gaz isotopes, le rendement n'est pas nécessairement inférieur à celui qu'on obtiendrait sous basse pression, et que la vitesse de diffusion de l'isotope plus léger pourrait même être favorisée du fait que son chemin moyen serait plus grand. Il est probable que le déficit de rendement que l'on observe aux pressions élevées est attribuable surtout à l'imperfection du mélange.

La méthode de diffusion des mélanges a été tout d'abord utilisée par Aston pour la séparation du néon. Le néon naturel à basse pression était admis à diffuser au travers de tubes poreux. Comme la quantité de gaz était limitée, il a fallu employer un procédé de fractionnement. Après un grand nombre d'opérations les fractions extrêmes, soigneusement purifiées, ont été soumises à une mesure de densité, dont on déduit pour les poids atomiques 20, 15 et 20, 28. Ainsi une petite séparation a été effectivement obtenue dès 1913, au prix, il est vrai, d'un très grand effort. Un autre dispositif utilisé en 1914 a donné un résultat négatif, attribué par l'auteur à ce fait que l'appareil, quoique beaucoup plus perfectionné dans ses détails, était mis en œuvre sous la pression atmosphérique.

Harkins et ses collaborateurs ont effectué pendant plusieurs années des expériences de diffusion sur le gaz chlorhydrique. Celui-ci pouvant être obtenu à volonté, le problème consiste surtout à en diffuser une grande quantité, de manière à disposer d'une grande réduction de volume. Le calcul montre que pour obtenir une différence de 0,2 sur le poids atomique en une opération avec un résidu de 1 g, il faut diffuser 130 tonnes de gaz chlorhydrique ou 36 tonnes de néon. En conformité avec la difficulté de la tâche, ces expérimentateurs ont établi un appareil pouvant diffuser 1000 litres de gaz par jour sous la pression atmosphérique.

Dans cet appareil, le gaz chlorhydrique, dégagé de sa solution aqueuse, par l'action de l'acide sulfurique et soigneusement lavé, pénètre dans une série de cinq tubes poreux; le gaz qui diffuse à l'extérieur de ces tubes est entraîné par un courant d'air. Aussi bien le gaz diffusé que le gaz non diffusé sont finalement absorbés dans des bains d'eau; on les utilise alors pour préparer du chlorure de sodium que l'on purifie soigneusement. On détermine le poids atomique du chlore soit directement, soit par la mesure précise de la densité d'une solution saturée de chlorure de sodium. Le meilleur résultat jusqu'ici obtenu consistait en 5 grammes de chlore dont le poids atomique 35, 51 est de 0,05 unité supérieur à la valeur normale. La réduction de volume qui a conduit à ce résultat est évaluée à 8000, et le rendement de l'opération à 60 pour 100.

Signalons encore quelques autres travaux relatifs à la diffusion. Stern et Vollmer ont utilisé ce procédé pour tenter de découvrir un isotope de

l'hydrogène de masse 2, ou un isotope de l'oxygène, mais ces recherches ont donné un résultat négatif, en accord avec celui de l'analyse des masses. Kohlweiler pense avoir démontré l'existence d'isotopes de l'iode, en faisant diffuser la vapeur d'iode à travers un grand nombre de plaques poreuses, alors que l'analyse des masses n'indique qu'un seul constituant 127.

Herz a développé une méthode de diffusion *contre un courant gazeux* qui s'est montrée très efficace pour séparer l'hélium et le néon et qu'il espère adapter à la séparation des isotopes. Enfin plusieurs auteurs ont fait ressortir l'intérêt de la *diffusion instantanée* c'est-à-dire d'une avance de molécules légères, constituant en quelque sorte un front de diffusion, jouissant d'un coefficient d'enrichissement particulièrement élevé ; le nombre de ces molécules serait par contre nécessairement très réduit.

c) *Effusion.* — Cette méthode consiste à faire écouler un mélange de gaz contenu dans un récipient, au travers d'une ouverture en paroi mince, vers un réservoir où l'on maintient une très basse pression. On peut appliquer à l'effusion la théorie de Rayleigh à condition qu'il y ait, comme l'exige celle-ci, indépendance du passage des gaz et mélange parfait. Il est nécessaire pour cela que le chemin moyen des molécules soit grand par rapport au diamètre de l'orifice (Knudsen). Bronsted et Hevesy ont appliqué cette méthode à la vapeur de mercure. Celle-ci, produite par une surface de mercure chauffée, s'engage dans un tube qui la conduit dans un réservoir où elle est condensée (fig. 2) ; le tube contient une fenêtre fermée par une feuille de platine percée de 1000 trous de 0,15 mm de diamètre, et c'est au travers de cette passoire que certaines molécules s'échappent dans un tube latéral, au fond duquel elles se condensent. La densité du mercure ainsi recueilli, mesurée avec une grande précision (à 1 ou 2 millionnièmes près), se montre légèrement inférieure à la densité normale ; la réduction relative de densité d'environ $13 \cdot 10^{-6}$ est conforme à celle que laisse prévoir la théorie.

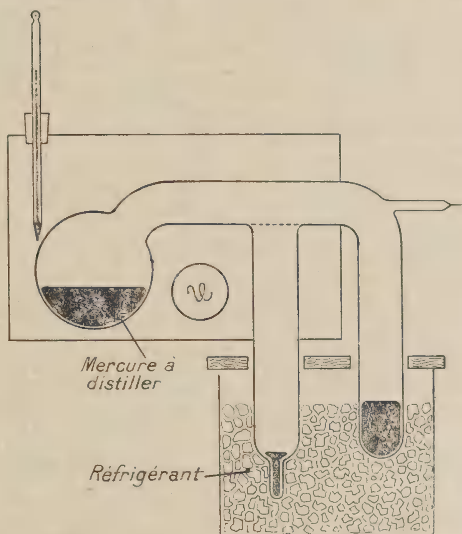


Fig 2.

d) *Distillation irréversible sous basse pression.* — Cette méthode consiste à recueillir les molécules qui s'échappent du liquide dans des conditions telles que leur retour à la surface d'évaporation soit empêché, de sorte qu'il ne puisse y avoir, comme dans la distillation ordinaire, un équilibre de régime entre les molécules évaporées et les molécules recondensées. Bronsted et Hevesy ont résolu ce problème en effectuant la distillation sous basse pression en absence de gaz étrangers et en recevant le courant de molécules évaporées sur une paroi froide qui les capte et les condense (fig. 3). Le succès de l'opération exige que, sur leur trajet vers la paroi froide, les molécules ne puissent subir de choc dans le gaz et être renvoyées en arrière. Il est nécessaire, de plus, que la vitesse d'évaporation ne soit pas trop grande, afin que la composition du liquide à la surface puisse être maintenue constante par le jeu de la diffusion au sein du liquide. Cette méthode a été appliquée avec succès à la distillation du mercure ; l'écart maximum de densité obtenu atteint 0,5 pour 1000, avec réduction de volume 13500. La même méthode a été appliquée à une solution de gaz chlorhydrique dans l'eau à 50 degrés ; elle a conduit à un écart de 0,024 unité de poids atomique sur le chlore. L'expérimentation avec le mercure, reprise par plusieurs savants (Harkins, Mulliken et d'autres), a entièrement confirmé la possibilité d'une séparation à l'aide de cette méthode.

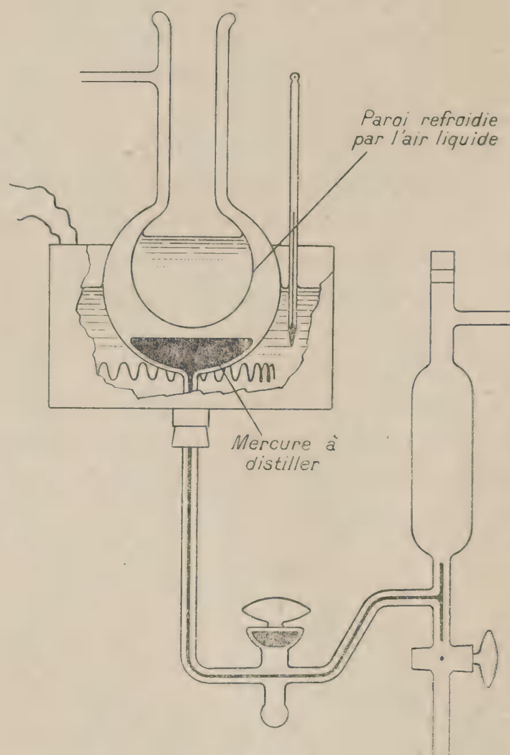


Fig. 3.

La théorie de l'expérience est la même que celle de l'effusion. La surface du liquide agit comme une membrane, qui laisse passer au travers d'interstices moléculaires les molécules qui s'évaporent. Pour la séparation de gaz non isotopes, cette méthode pourrait être très supérieure aux procédés de distillation jusqu'ici employés.

e) *Vitesse de réaction chimique.* — J.-J. Thomson a proposé d'utiliser la vitesse d'agitation moléculaire comme élément déterminant de réactions chimiques. Si, par exemple, on fait passer un courant de gaz chlorhydrique sur une solution alcaline, les molécules plus légères pourraient être absorbées de préférence, et la composition du résidu pourrait être modifiée ; l'expérience à été tentée par Ludlam avec résultat négatif ; il en a été de même pour un essai de captation de chlore par le gaz ammoniac résultant de la dissociation du chlorure d'ammonium.

Hevesy a suggéré une expérience qui consisterait à faire passer un courant de chlore dans un tube d'argent, avec l'espoir d'un avantage d'absortion pour Cl_{35} ; l'expérience n'a pas été tentée. Rappelons, par contre, que les réactions chimiques se sont montrées jnsqu'ici inefficaces pour la séparation des radioéléments. On doit donc penser qu'il est très difficile de réaliser les conditions qui permettraient de profiter de la différence des vitesses moléculaires au moment où une réaction chimique doit se produire. De plus, nous ignorons totalement quelles sont les conditions pour qu'un choc soit efficace et conduise à la réaction chimique ; l'efficacité même du choc pourrait être une fonction de la vitesse moléculaire.

5. Méthode photochimique. — Merton et Hartley ont proposé une méthode basée sur l'absorption de radiations infra-rouges par les molécules. Le chlore naturel se compose de trois espèces de molécules ${Cl_{35}}^2$, Cl_{35} Cl_{37}, ${Cl_{37}}^2$, en proportions relatives 9 à 6 à 1. Si on attribue des fréquences différentes à la lumière absorbée par ces trois espèces de molécules, on conçoit qu'après la traversée d'une épaisseur notable de chlore la radiation incidente se trouve surtout privée de la fréquence absorbée par ${Cl_{35}}^2$, et contienne en excès la fréquence qui correspond à ${Cl_{37}}^2$. En recevant la radiation ainsi filtrée dans un mélange de chlore et d'hydrogène on peut espérer favoriser la formation de HCl_{37} et, sous des conditions favorables, on pourrait obtenir une séparation complète. L'expérience a été tentée avec résultat entièrement négatif, et il faut dire que le problème comporte une grande part d'inconnu relativement aux fréquences présumées et à leur intervention dans la réaction chimique.

6. Rayons positifs. — Une méthode particulièrement séduisante consisterait à utiliser la séparation des isotopes dans les appareils destinés à l'analyse des masses, et à capter séparément les molécules de chaque espèce qui viennent produire une image en un point déterminé de la plaque photographique, ou bien qui pénètrent dans la chambre de réception électrométrique pour une valeur du potentiel déterminée. L'avantage

considérable du procédé serait de réaliser une séparation complète. Les prévisions d'Aston à ce sujet ne sont pas très encourageantes ; ce savant calcule que pour un fonctionnement normal de son tube à gaz on pourrait obtenir en 100 secondes 0,1 mm³ de Ne_{20} et 0,01 mm³ de Ne_{22}; il pense, de plus, que les difficultés de captation peuvent être considérables. Toutefois, la situation pourrait être différente pour un élément plus facile à condenser ou ayant des affinités chimiques (mercure sur or., etc.) peut être aussi arrivera-t-on à augmenter le débit de rayons, soit dans un tube à gaz, soit à l'aide de rayons anodiques. Il semble qu'on doive conserver bon espoir de ce côté.

Conclusion.

Nous voyons comment les vues théoriques clairvoyantes de savants éminents, soutenues par un effort considérable de recherches expérimentales, ont abouti à établir sur des bases solides la notion générale de l'isotopie des éléments chimiques. Nous assistons là à un de ces élargissements d'horizon, vastes et rapides, auxquels nous a habitué le merveilleux développement du domaine physico-chimique moderne. Si l'isotopie par elle-même est un fait acquis, la possibilité de séparation des isotopes est également démontrée, bien que les résultats obtenus jusqu'ici soient encore très restreints. La constance de proportions des mélanges isotopiques naturels est aussi un fait qui mérite la plus grande attention, puisqu'il se rattache à l'histoire du passé éloigné de la terre. Il ne semble pas douteux que la production de ces mélanges ait été soumise à des lois auxquelles est due cette constance remarquable. Mais si l'effort humain, aux moyens limités, s'est montré capable d'obtenir une séparation partielle des isotopes, comment ne penserions-nous pas que la nature, qui dispose de moyens autrement puissants et qui a pour elle ce facteur considérable qu'est le temps, n'ait point réalisé elle-même sous certaines conditions une séparation partielle ou peut-être totale ? Ainsi se trouve soutenu et augmenté l'intérêt déjà si justifié qu'attachent les chimistes à la détermination précise des poids atomiques. Bien que ceux-ci n'aient plus la signification simple et primordiale qu'on leur attribuait jusqu'ici, ce n'en est pas moins une nécessité urgente d'appliquer à leur connaissance les méthodes de la haute précision, en y joignant le souci nouveau de la *provenance* de toute matière soumise à l'expérimentation, ainsi que des procédés employés pour la purification. C'est là une nouvelle tâche dont on doit attendre à l'avenir des informations importantes, et à laquelle ne manqueront pas de faire face les laboratoires dont les travaux, souvent ardus et pénibles, ont seuls permis d'établir la belle généralisation exposée dans cet article,

Manuscrit reçu le 23 août 1923.

SONDES ACOUSTIQUES

par M. Z. CARRIÈRE
Institut catholique de Toulouse

1. J'appelle *sondes acoustiques* des appareils donnant en chaque point d'un espace où l'air est en mouvement périodique rapide la pression et la vitesse instantanées de cet air. Leur fonctionnement suppose préalablement connue la droite invariable suivant laquelle se fait, en chaque point, le déplacement de l'air. Les changements de direction admis pour la vitesse se réduisent à des changements de signe Voici un appareil très simple pour faire cette détermination préalable.

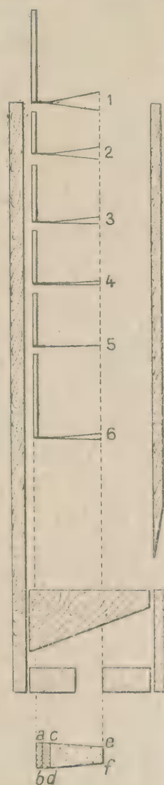


Fig. 1.

Une feuille d'aluminium cdef (fig. 1, en bas) collée sur un morceau de clinquant abcd est fixée à une monture ab. En la taillant convenablement on lui donne une fréquence propre de vibration égale à la fréquence du mouvement périodique à étudier (pour du papier d'aluminium de trois centièmes de millimètre, et une fréquence 230, la feuille doit avoir environ 10×4 mm²). On la porte dans la cavité à explorer où on l'oriente de telle sorte qu'elle vibre avec l'amplitude maximum. Elle est alors, en moyenne, normale à la vitesse de l'air.

Dans le tuyau vertical de la figure 1 et à tous les niveaux l'amplitude est maximum quand la feuille est horizontale, nulle quand la feuille est verticale ; pour la position horizontale et des niveaux différents (la figure représente la feuille à six de ces niveaux), l'amplitude est maximum aux ventres, nulle aux nœuds.

Dans l'enseignement élémentaire, cette expérience remplace avantageusement le classique tambourin chargé de sable. La feuille est fixée normalement à l'extrémité d'une règle qu'on enfonce progressivement dans un tuyau à paroi de verre. On obtient successivement les apparences représentées sur la figure en 1, 2... 6.

On détermine les nœuds avec précision en visant le bord de la feuille avec un microscope. Pour un petit écart à partir d'un nœud l'image de ce bord augmente sensiblement d'épaisseur.

Avec des feuilles d'aluminium accordées aux nœuds et un microscope d'observation, l'appareil de Kundt devient un mesureur très sensible.

Dans le tuyau à 230 vibrations, l'amplitude au ventre supérieur atteint

3 à 4 millimètres si la feuille est bien accordée. Ce n'est pas l'amplitude du déplacement de l'air en ce point. Le mouvement de la feuille est entretenu par l'air (résonance). Au moins pour une partie de la feuille et pendant une partie de la période, il est donc en retard sur le mouvement de l'air.

Je ne demande présentement à cet appareil très simple (1) que la direction (en valeur absolue) de la vitesse dont il faut, par hypothèse, déterminer la grandeur instantanée.

Si la vitesse ne change pas de signe mais, suivant une droite invariable, varie d'un maximum à un minimum sans jamais s'annuler, il suffit d'une girouette pour déterminer sa direction constante.

2. Sonde. — Dans ce journal (janvier 1923, p. 11) j'ai mesuré des pressions instantanées d'une boîte à anche par la méthode suivante :

De la boîte, par un petit orifice (O, fig. 2) en mince paroi, sort un jet d'air reçu à petite distance sur un tube de Pitot convenablement disposé (non représenté dans la figure 2). Une lame obturatrice percée de fentes équidistantes, uniformément déplacée dans son plan entre l'orifice de la boîte et l'extrémité du Pitot arrête le jet d'air pour le laisser passer N fois par seconde ($N =$ fréquence de l'anche).

L'action du jet sur le Pitot brève, discontinue, renouvelée N fois par seconde, impose au manomètre une dénivellation qui croît d'abord puis se fixe à une valeur limite. Cette limite caractérise la *différence de phase* entre le mouvement de l'air dans la boîte et le passage périodique des fentes. Changeant cette différence, j'obtiens la pression à un moment quelconque de la période : d'où le diagramme des pressions.

Dans le mémoire que je résume, la lame obturatrice était un disque stroboscopique (D, D_1 fig. 2) mu par turbine phonique (SS'). Quelque réduits que soient le disque et la turbine, ils ne peuvent remplir aisément leur rôle pour tous les points de la paroi de la boîte à anche ; ils le peuvent encore moins pour les divers résonateurs employés comme instruments de musique ; enfin, ils ne le peuvent aucunement s'il s'agit d'explorer l'*intérieur* d'un espace fermé.

Il s'agit en effet, aujourd'hui, d'explorer une cavité en son entier ; volume intérieur et surface limite. Bien plus, il s'agit d'obtenir en même temps que les *pressions*, les *vitesses* instantanées.

Le problème est résolu en substituant au disque stroboscopique une lame vibrante H excitée comme suit :

(1) Il peut servir encore à couper un courant électrique envoyé dans un électro qui entretient le mouvement synchrone d'une *roue phonique*. J'ai réalisé cet entretien avec un tuyau de fréquence 230.

Pour le fonctionnement des sondes acoustiques, je conserve la turbine phonique comme rotor à mouvement uniforme de fréquence sous-multiple de N. Son emplacement est arbitraire (1). Sur son axe, je cale un rupteur R ayant autant de touches conductrices que la turbine a de dièdres. Par le balai B et le rupteur, j'envoie un courant dans l'électro aimant G qui entretient à la fréquence N les vibrations de la lame H convenablement accordée.

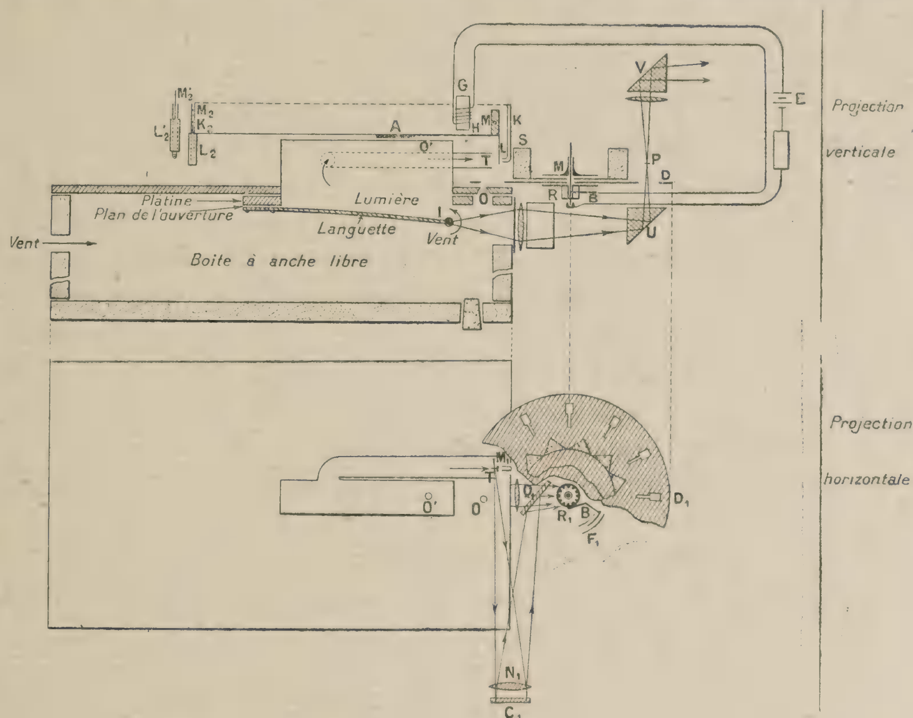


Fig. 2.

Pendant la plus grande partie de son oscillation, l'extrémité L de la lame couvre l'orifice du Pitot K (en L_2, fig. 2, à gauche et en haut), elle le découvre un instant quand elle atteint son élongation maxima vers le haut (en L'_2 à gauche). L'action est renouvelée à chaque période ; la dénivellation limite qui en résulte caractérise la différence de phase entre le mouvement vibratoire de l'air et celui de la lame L.

Le tracé d'un diagramme exige que les dénivellations h du Pitot soient portées en ordonnées, les abscisses x définissant la position du vibrateur principal dont le mouvement est la cause (ou l'effet) des variations de pression. Il faut donc établir la correspondance, *à un instant déterminé*, des coordonnées h_1, x_1 qui définissent un point du diagramme.

(1) *Annales de Physique* (1922), p. 152-160.

A cet effet, je maintiens sur la turbine le disque stroboscopique DD_1 qui permet de voir dans l'oculaire V et de repérer par rapport à une échelle micrométrique placée en P l'image de l'index I (vibrateur principal) *à l'instant* où une fente passe dans le plan IUPV.

Un petit trou $M.M_1$ dans un morceau de clinquant soudé à la lame H fortement éclairé, fait son image en P à travers le système optique représenté en bas de la figure 2 (C_1 est un miroir, Q une glace sans tain).

Je vois donc *simultanément dans le plan P* l'index I et la lame H. Je décale le disque par rapport au rupteur jusqu'à ce que l'image du trou M soit vue à son maximum d'élongation du côté qui correspond au Pitot découvert (l'image paraît alors immobile et à bords nets). Je fixe d'une manière invariable le disque et le rupteur sur l'axe de la turbine. Pendant toute l'expérience l'instant de visée sera l'instant d'action de l'air sur le Pitot. Pour un vibrateur principal dont le mouvement n'est pas sinusoïdal je mesure chacune des coordonnées du diagramme : h au Pitot, x au micromètre placé en P. Pour passer d'un point au suivant, *sans toucher au disque et au rupteur*, je décale la roue des dièdres SS' d'une fraction de leur équidistance. Ce décalage n'a pas besoin d'être mesuré : il n'intervient pas dans la mesure de x ; mais il faut, pour l'exécuter, arrêter la turbine.

On peut éviter cet arrêt et simultanément rendre continu le tracé du diagramme quand le mouvement du vibrateur principal est sinusoïdal. Il est indifférent, en effet, de décaler la roue des dièdres ou le rupteur de courant. Ce dernier se décale aisément et *en marche* en tournant le balai B le long de la glissière circulaire F_1. Une graduation le long de F_1 permet de calculer l'x actuel correspondant à la dénivellation actuelle h du Pitot.

Le Pitot K, l'électro aimant G et la pièce A dans laquelle est encastrée la lame H (fig. 2), *rigidement liés ensemble* forment un tout que j'appelle *sonde* et que j'emploie à mesurer soit les vitesses, soit les pressions instantanées.

3. **Sonde pour vitesses.** — La sonde nue, telle qu'elle vient d'être décrite, est placée dans l'espace à explorer, *l'ajutage terminal* du Pitot K dirigé parallèlement à la vitesse à mesurer. La fig. 2 le montre orienté pour mesurer la vitesse d'écoulement de l'air qui sort par le tube T et met en mouvement la turbine. Seules les extrémités de K et de L sont dans le courant, ce qui montre la possibilité d'employer la sonde dans des espaces restreints. Quand l'espace est suffisant, il est plus commode d'en disposer les éléments comme dans la fig. 3 (où on supprimera le tube enveloppe).

Dans le cas de la fig. 2, les vitesses à mesurer sont grandes, la section

d'écoulement étant petite (20×6 mm^2) ; le manomètre relie au Pitot est peu sensible. Pour des cavités un peu larges, les vitesses sont notablement plus petites, on devra employer des mesureurs de pression plus sensibles.

L'appareil doit troubler le moins possible le phénomène qu'il mesure. La lame L présentera donc au flux auquel elle est normale la surface minimum : sa largeur mesurée normalement au plan de vibration sera à peine supérieure au diamètre du Pitot (elle est exagérée en L_2 et L'_2) ; sa longueur est imposée par l'amplitude de la vibration.

Dans le cas de la figure 2, les vitesses non seulement sont parallèles à une droite invariable (génératrice du tube T), mais encore gardent, dans cette direction, un signe constant ; elles varient, au cours d'une période d'un maximum à un minimum de même signe. En général, il y aura changement de signe. Les dénivellations du Pitot bien orienté reproduisent ce changement, mais les dépressions obtenues lorsque l'air va du Pitot vers L sont, toutes choses égales d'ailleurs, plus faibles que les pressions indiquées lorsque l'air va de L vers le Pitot.

Il y a avantage à mesurer les vitesses de la première phase en orientant le Pitot à 180° de la direction qui convient pour la seconde.

Si les vitesses varient, au cours de la période, en grandeur *et en direction*, l'appareil est encore utilisable à condition de l'orienter chaque fois convenablement (direction donnant la dénivellation maxima).

La correspondance des vitesses linéaires et des indications manométriques ne résulte pas d'une formule. Le Pitot est correctement placé dans le flux à mesurer, mais ce flux n'est admis que par intermittences.

J'étalonne l'appareil en le faisant fonctionner *dans les conditions d'usage* à l'intérieur d'une large canalisation où circule de l'air en *régime permanent* connu. J'admets l'identité des vitesses qui, variables ou permanentes donnent la même dénivellation au Pitot, *découvert par intermittences suivant la même loi*. Si, dans la cavité à explorer, la pression moyenne est différente de la pression atmosphérique, on relie à cette cavité, par un tube à l'abri de toute action dynamique, la seconde branche du manomètre. Les fils de l'électro aimant et le caoutchouc passent alors dans des ouvertures quelconques étanches.

4. **Sonde pour pressions.** — La sonde est fixée au fond d'un tube (fig. 3) qu'on introduit dans la cavité à explorer par une ouverture convenable ZZ' qu'il obture parfaitement.

Du côté de l'atmosphère (à gauche de XX' dans la figure 3), le tube est ouvert. Du côté de la cavité, il est fermé par un fond percé d'un petit trou O

en mince paroi en face et tout près de l'orifice du Pitot K. La lame L joue un rôle d'obturateur intermittent par rapport au flux qui s'écoule *sans interruption* de O vers K. Pendant la presque totalité de la période ce flux *dévié* par L (mais non arrêté) est dispersé dans le large tube où son apport ne crée qu'un débit moyen négligeable (L_1, O_1 fig. 3 à droite) ; quand Il est

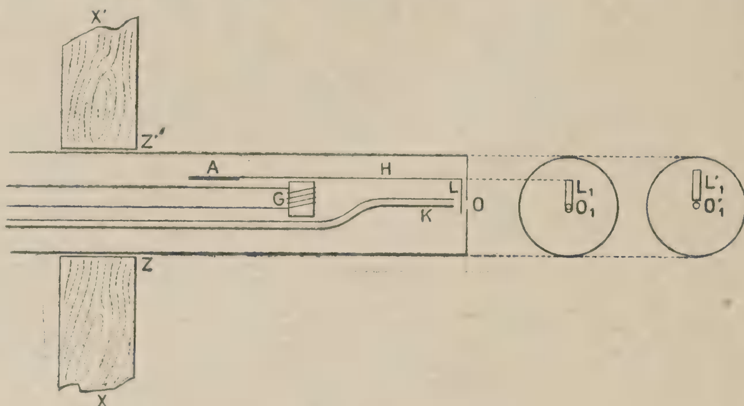


Fig. 3.

à son élongation maxima vers le haut (O'_1, L'_1), le jet agit librement sur le Pitot qui reçoit alors l'impulsion caractéristique.

Je pose que cette impulsion mesure la *pression actuelle h* de la cavité au point O. J'admets ainsi que la formule donnant la vitesse d'écoulement V d'un gaz à travers un orifice en mince paroi vaut pour le régime permanent et pour un régime variable. En particulier, V ne dépend pas de la position de la lame L qui, au cours d'une oscillation, modifie la *direction des filets d'air*, mais non pas la grandeur numérique de la vitesse.

L'action du jet sur le Pitot n'est pas calculable par une formule. Il faut étalonner l'appareil, *dans les conditions mêmes de l'essai*, dans une cavité où l'on établit une pression permanente connue. On élimine ainsi les incertitudes dues à la dispersion du jet au delà de la section contractée et à son admission intermittente.

L'orifice O est assez petit pour ne pas modifier sensiblement *la pression au point O* qu'il s'agit de mesurer ; la section de K est assez petite pour être entièrement couverte par le jet (de l'ordre du mm^2). Le tube enveloppe ZZ'O est également de diamètre aussi petit que possible par rapport aux dimensions de la cavité à explorer. Il faut, de plus orienter sa section terminale quasi fermée de sorte que la vitesse de l'air en O lui soit parallèle. On évite ainsi les corrections relatives à la pression dite dynamique.

En général, les excès de pression de la cavité par rapport à l'atmos-

phère sont positifs pour une partie de la période (qui est celle envisagée jusqu'ici), négatifs pour la deuxième partie. Dans ce second cas. les dénivellations du Pitot sont négatives ; elles sont d'ailleurs faibles, toutes choses égales d'ailleurs, parce que, *à l'instant où l'orifice de V est découvert*, dans son plan, l'afflux d'air vers O est de large section et convergent. Pour rendre à l'appareil sa sensibilité, on rend positifs tous les excès de pression en fermant à gauche le tube enveloppe et le mettant en communication, ainsi que la seconde branche du manomètre, avec un réservoir à air raréfié.

5. **Applications industrielles. Diagrammes.** — Les courbes tracées sont des *diagrammes* plus exacts que ceux qu'on obtient avec l'indicateur de Watt.

Le manomètre de cet indicateur a une inertie non négligeable. Dans les sondes acoustiques l'inertie est incomparablement plus petite. L'inertie du manomètre relié au Pitot n'est pas en cause ; elle doit être *assez grande* pour que les impulsions reçues d'une manière discontinue soient totalisées en une dénivellation résultante stable. L'inertie à éliminer est celle de l'agent cause des *impulsions individuelles*. Cet agent est un cylindre d'air ayant comme section la section du Pitot et comme longueur l'espace qu'il parcourt pendant que l'orifice du Pitot reste découvert. Pour un Pitot de 1 mm², un excès de pression de 30 mm d'eau à mesurer, une anche à 230 vibrations et une durée d'admission égale à un dixième de la période. le volume de ce cylindre est voisin de 10 mm cubes, et son poids de 0,01 mg. Il est difficile de trouver un agent d'inertie plus petite. Ajoutons que les sondes acoustiques donnent non seulement les pressions mais encore les vitesses pour des points d'un volume quelconque. D'où l'indication (non limitative) de quelques applications.

1° Pressions et vitesses dans tous les résonateurs utilisés comme instruments de musique (tous susceptibles de commander une turbine phonique) ; 2° Pressions dans les cylindres de machines à pistons, mues ou motrices (rupteur commandé par les pistons) ; 3° Pressions et vitesses dans les aubages directeurs des turbines à vapeur, à gaz, à eau etc. ; 4° Pressions et vitesses dans les conduites d'admission et d'évacuation de machines quelconques ; 5° Pressions et vitesses dans l'espace voisin des volumes balayés par les hélices propulsives ou fluidomotrices et généralement par les rotors à masses saillantes.

Partout l'enregistrement est possible.

Manuscrit reçu le 24 juin 1923.

SUR LA DÉCHARGE A HAUTE FRÉQUENCE DANS LES GAZ RARÉFIÉS

Par MM. C. GUTTON, S. K. MITRA et V. YLOSTALO.
Faculté des Sciences de Nancy.

1. Au cours de recherches sur les oscillations de Hertz, l'un de nous a souvent observé que les tubes à gaz raréfiés employés à l'étude du champ électromagnétique avaient la plus grande sensibilité pour une pression très supérieure à celle qui correspond au plus facile passage d'une décharge à à basse fréquence.

A pression égale, l'aspect du tube est très différent dans les deux cas. Pour les fréquences très élevées des oscillations de Hertz, la fluorescence verte de la paroi apparaît lorsque la pression est encore supérieure à un millimètre de mercure.

Pour observer ces phénomènes, nous avons employé un petit excitateur de Lecher, complètement immergé dans l'huile, du modèle qui nous a servi à des expériences sur la durée de la biréfringence électrique (1). En l'alimentant avec un transformateur de Tesla, à une fréquence qui correspond à 3 mètres de longueur d'onde, on obtient, à la pression atmosphérique, des étincelles de plus d'un centimètre de longueur entre les extrémités des fils le long desquels se propagent les oscillations qu'il produit.

Nous avons réuni à l'extrémité de ces fils deux morceaux de papier d'étain collés sur la paroi extérieure d'un tube de verre et constaté qu'en face de ces électrodes, on obtenait une tache fluorescente verte de la paroi du tube lorsque la pression de l'air à l'intérieur était encore 1,4 mm.

Un obstacle à l'intérieur du tube projette une ombre sur cette tache fluorescente. Les contours en sont très nets pour une pression de 0.5 mm.

On observe, par exemple, très bien cette ombre dans les conditions suivantes. Un tube cylindrique de 13 mm de diamètre intérieur a l'une de ses électrodes constituée par une bande de papier d'étain collée sur la paroi extérieure parallèlement à l'axe du tube, l'autre est un anneau de papier d'étain disposé sur une autre partie du tube. En reliant ces électrodes à l'oscillateur, on voit en face de la première une tache fluorescente très nettement coupée par l'ombre d'un fil d'aluminium de 1,2 mm de diamètre, disposé normalement à l'axe du tube.

(1). C. Gutton. *Journal de Physique*, 5e série, t. 3, (1913) p.206.

La mesure de la différence de potentiel pour laquelle le tube devient lumineux est très incertaine lorsqu'on utilise des oscillations amorties, mais les lampes à trois électrodes ayant fourni un moyen d'obtenir des différences de potentiel sinusoïdales, d'amplitude constante, jusqu'à des fréquences très élevées, la mesure électrométrique de la valeur efficace de cette différence de potentiel peut être précise. Nous nous sommes donc proposé d'étudier comment la différence de potentiel, qui produit l'illumination d'un tube contenant de l'air raréfié, dépend de la fréquence de cette différence de potentiel pour diverses pressions.

Nous avons employé des fréquences comprises entre 50 et 2 140 000. Cette dernière correspond à une longueur d'onde égale à 140 m ; nous nous proposons d'étendre les expériences à des fréquences plus élevées, atteignant celles des oscillations hertziennes.

Nos expériences ont porté, soit sur des tubes à électrodes intérieures, soit sur des tubes dont les électrodes extérieures étaient constituées par des anneaux de papier d'étain collés sur la paroi du tube. Ces tubes contenaient de l'air sec à une température qui au cours des expériences n'a varié que de quelques degrés autour d'une température moyenne de 15° C.

La pression était mesurée avec une jauge, la fréquence des oscillations électriques avec un ondemètre.

Ces oscillations étaient produites avec un oscillateur à trois petites lampes à grille du modèle de la Radiotélégraphie militaire. La tension de plaque était égale à 300 volts.

Le circuit oscillant comprend une bobine B (fig. 1) adaptée à la longueur d'onde à produire et un condensateur variable A permettant de changer cette longueur d'onde d'une façon continue. On y ajoute, pour les fréquences basses, un condensateur A′, à capacité fixe, monté en parallèle.

Une bobine B′ intercalée sur le circuit de grille est couplée au circuit oscillant. Une résistance r de 10 000 ohms en dérivation sur une capacité de quelques millièmes de microfarad est intercalée dans le circuit, afin de limiter l'intensité du courant de grille et d'éviter ainsi un échauffement exagéré des lampes.

A cet oscillateur est couplée une bobine D, dont les extrémités sont reliées, d'une part aux électrodes du tube à gaz raréfié T, d'autre part à un petit électromètre idiostatique E. Lorsque l'ensemble de la bobine et des capacités très faibles de l'électromètre et des électrodes du tube est en résonance, on obtient entre ces électrodes uue différence de potentiel qui depasse 700 volts efficaces.

Pour les très hautes fréquences, la bobine doit être assez longue pour

qu'il ne soit pas nécessaire d'obtenir la résonance par l'adjonction d'un condensateur, ce qui diminuerait beaucoup la différence de potentiel entre les électrodes. Pour les fréquences plus basses, la bobine D ayant un très grand nombre de spires, on peut ajouter un condensateur variable C de très faible capacité, la différence de potentiel obtenue est encore suffisante et le réglage à la résonance est rendu plus commode.

L'électromètre (fig. 2) est construit de la manière suivante. L'aiguille est une feuille rectangulaire d'aluminium mince, ayant 12 mm de longueur

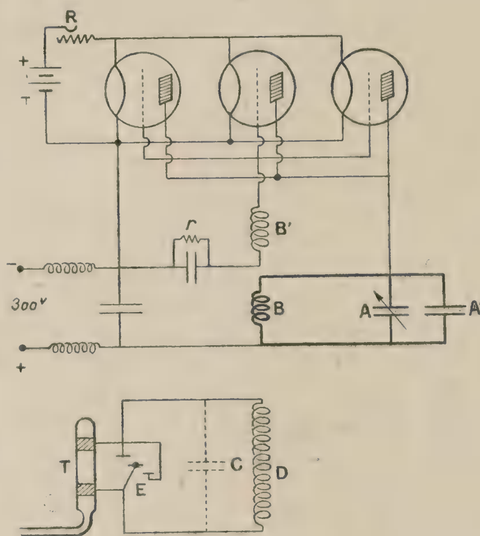


Fig. 1.

et 5 mm de hauteur. Elle est suspendue par un fil de platine de 0,02 mm de diamètre et de 90 mm de longueur. De part et d'autre de l'aiguille et à 10 mm de ses extrémités sont disposées les extrémités de deux tiges de cuivre de 2 mm de diamètre reliées entre elles et dont la distance est un peu supérieure à la longueur de l'aiguille. Celle-ci en tournant ne peut donc les toucher et on évite ainsi que, pour de grandes différences de potentiel, l'aiguille n'ait plus de position d'équilibre stable.

Pour une différence de potentiel de 780 volts efficaces entre l'aiguille et les extrémités des tiges qui l'attirent, on obtient une déviation de 50 cm sur une règle disposée à un mètre d'un petit miroir fixé à l'aiguille.

Cet électromètre a été gradué à la fréquence 50 par comparaison avec un voltmètre Siemens.

Ce sont ses indications que l'on utilise pour régler à la résonance le circuit constitué par la bobine D et la capacité de l'électromètre et des électrodes du tube.

Pour mesurer la différence de potentiel minimum pour laquelle le tube devient lumineux, nous opérons de la manière suivante.

La résonance étant établie, nous augmentons, à l'aide du rhéostat de

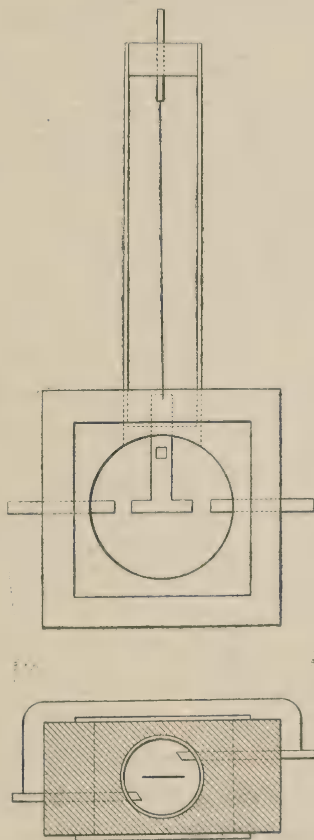


Fig. 2.

chauffage, la température des filaments jusqu'à obtenir une décharge dans le tube, puis, ayant modifié le condensateur variable de l'oscillateur, nous désaccordons celui-ci, la décharge cesse, nous revenons alors lentement à la résonance, l'aiguille de l'électromètre dévie et nous observons la déviation à l'instant où le tube s'illumine. Cette manière d'opérer, nous permet d'augmenter lentement la différence de potentiel, tout en obtenant toujours la décharge pour la même fréquence.

Nous avons ainsi fait des séries de mesures à fréquence constante et à pression variable et tracé les courbes correspondantes, qui, à fréquence constante, indiquent, en fonction de la pression, la différence de potentiel efficace pour laquelle le tube devient lumineux.

Quelle que soit la fréquence et quel que soit le tube en expérience chacune de ces courbes a toujours l'espect connu de la courbe de Paschen. Aux pressions les plus basses elles indiquent, lorsque croît la pression, une rapide diminution de la différence de potentiel. Cette dernière passe ensuite par une valeur minimum puis remonte. Mais les courbes qui correspondent aux différentes fréquences ne se superposent pas et forment un réseau, qui définit la différence de potentiel en fonction de la pression et de la fréquence.

2. Tubes à électrodes intérieures. — Pour les tubes à électrodes intérieures, la différence de potentiel qui correspond au passage le plus facile augmente avec la fréquence et correspond à des pressions d'autant plus hautes que la fréquence est plus élevée. C'est seulement pour les fréquences élevées qu'on observe un changement notable de la différence de potentiel et les courbes qui correspondent aux fréquences inférieures à 60 000 périodes par seconde (5 000 m de longueur d'onde) se séparent peu. Les différentes courbes du réseau ne se coupent pas.

La figure 3 représente les résultats obtenus avec un tube cylindrique de 11 mm de diamètre intérieur dont les électrodes sont deux fils d'aluminium de 1, 2 mm de diamètre normaux à l'axe du tube et distants de 18 mm.

Nous donnons ci-dessous pour diverses fréquences la différence de potentiel v minimum en volts efficaces et la pression p correspondante en millimètres de mercure.

—	λ	v	p
50	6 000 km	375	0,60
19×10^4	1 575 m	380	0,60
40×10^4	760 m	398	0,62
75×10^4	400 m	410	0,65
142×10^4	210 m	442	0,70
214×10^4	140 m	485	0,82

Des expériences faites avec un ballon de 8 cm de diamètre dont les électrodes étaient des plateaux d'aluminium de 10 mm de diamètre, distants de 12 mm, disposés au centre du ballon ont aussi montré que la différence de potentiel qui correspond au plus facile passage de la décharge et la pression correspondante augmentaient avec la fréquence.

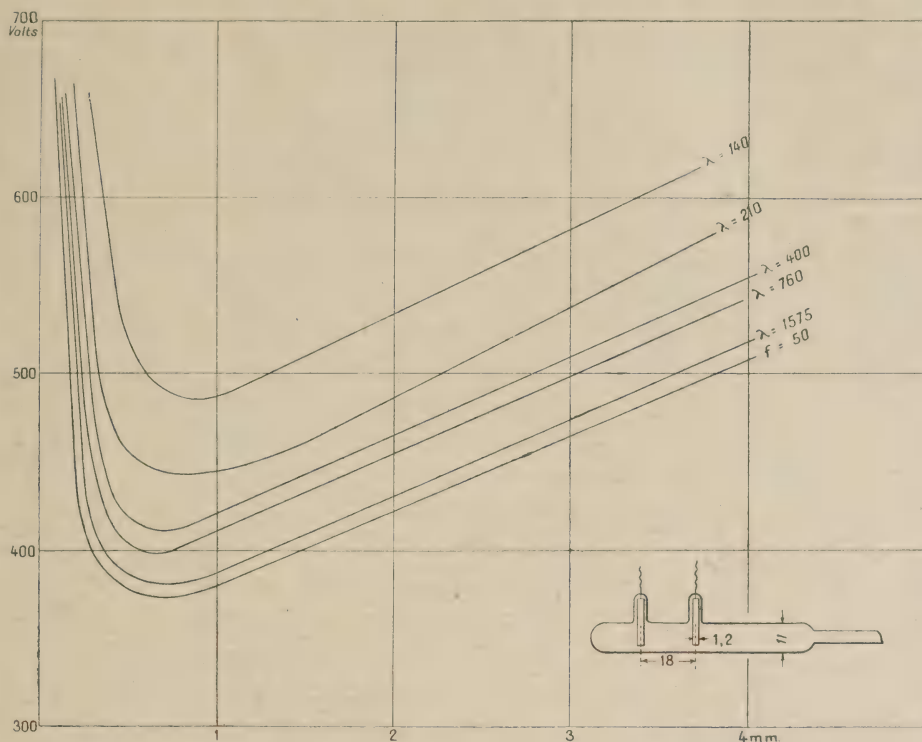


Fig. 3.

3. **Tubes à électrodes extérieures**. — Les résultats obtenus sont très différents pour les tubes dont les électrodes sont des feuilles d'étain collées sur la paroi extérieure du tube.

Le minimum des courbes à fréquence constante est d'autant moins accentué et l'angle moyen des deux branches de la courbe d'autant plus ouvert que la fréquence est plus élevée.

Les courbes du réseau se coupent.

Enfin, la différence de potentiel, qui correspond au minimum, ne croît pas constamment avec la fréquence. A partir d'une fréquence voisine de 750 000 ($\lambda = 400$ m) pour l'un des tubes que nous avons essayé, voisine de 1000 000 ($\lambda = 300$ m) pour l'autre, cette différence de potentiel diminue très vite lorsque la fréquence s'élève.

La figure 4 représente les courbes relatives à diverses fréquences pour un tube de 11 mm de diamètre intérieur. Les électrodes étaient constituées par deux anneaux de papier d'étain de 25 mm de largeur, collés sur le tbue; leurs bords en regard étaient distants de 24 mm.

Nous donnons ci-dessous, pour diverses fréquences, la différence de potentiel minimum v en volts efficaces et la pression correspondante en millimètres de mercure.

f	λ	v	p
50	6 000 km	344	0,19
6×10^4	5 000 m	345	0,32
26×10^4	1 160 m	373	0,32
60×10^4	500 m	410	0,50
75×10^4	400 m	430	0,52
97×10^4	310 m	400	1,05
133×10^4	225 m	365	0,98
200×10^4	150 m	330	0,85

Des mesures (fig. 5) sur un tube de 20 mm de diamètre intérieur dont les électrodes étaient des anneaux de papier d'étain de 10 mm de largeur, les bords en regard étant à 40 mm, ont donné les résultats suivants :

f	λ	v	p
$2,5 \times 10^4$	12 000 m	370	0,16
27×10^4	1 100 m	380	0,19
46×10^4	650 m	420	0,26
97×10^4	310 m	450	0,28
133×10^4	225 m	442	0,36
182×10^4	165 m	310	0,50
214×10^4	140 m	285	0,52

Des réseaux de courbes à fréquence constante fournis par l'expérience, on déduit les courbes à pression constante, qui montrent l'influence de la fréquence sur la différence de potentiel pour laquelle s'illumine un tube dans lequel la pression reste invariable.

Pour les tubes à électrodes intérieures, cette différence de potentiel augmente toujours avec la fréquence.

Pour les tubes à électrodes extérieures, elle augmente encore aux très faibles pressions, mais diminue, au contraire, aux pressions élevées. Pour les pressions intermédiaires, on obtient des courbes qui présentent une ordonnée minimum. Il y a par suite une fréquence pour laquelle le passage de la décharge est le plus facile. Pour le premier des tubes cette fréquence est comprise entre 4000 m et 2000 m environ.

La figure 6 représente le réseau de courbes d'égale pression déduit du réseau des courbes d'égale fréquence de la figure 4. On a porté en abscisses les logarithmes des fréquences.

Du réseau de la figure 5, relatif au second tube, on déduit des courbes

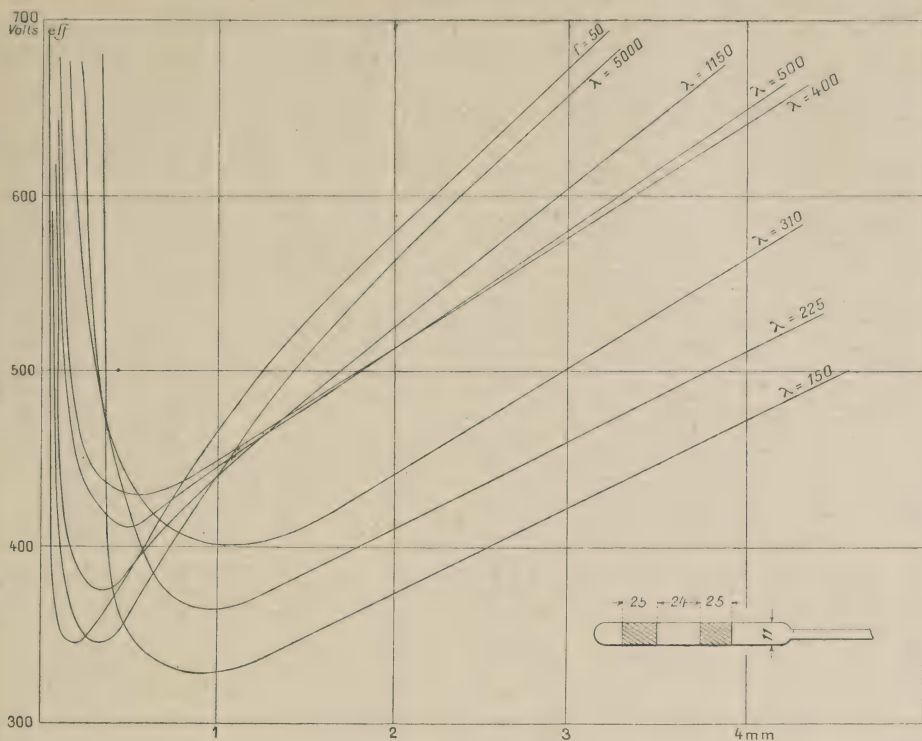

700
Volts eff
600
500
400
300
1
2
3
4mm
f = 50
λ = 5000
λ = 1150
λ = 500
λ = 400
λ = 310
λ = 225
λ = 150
25
24
25
11

Fig. 4.

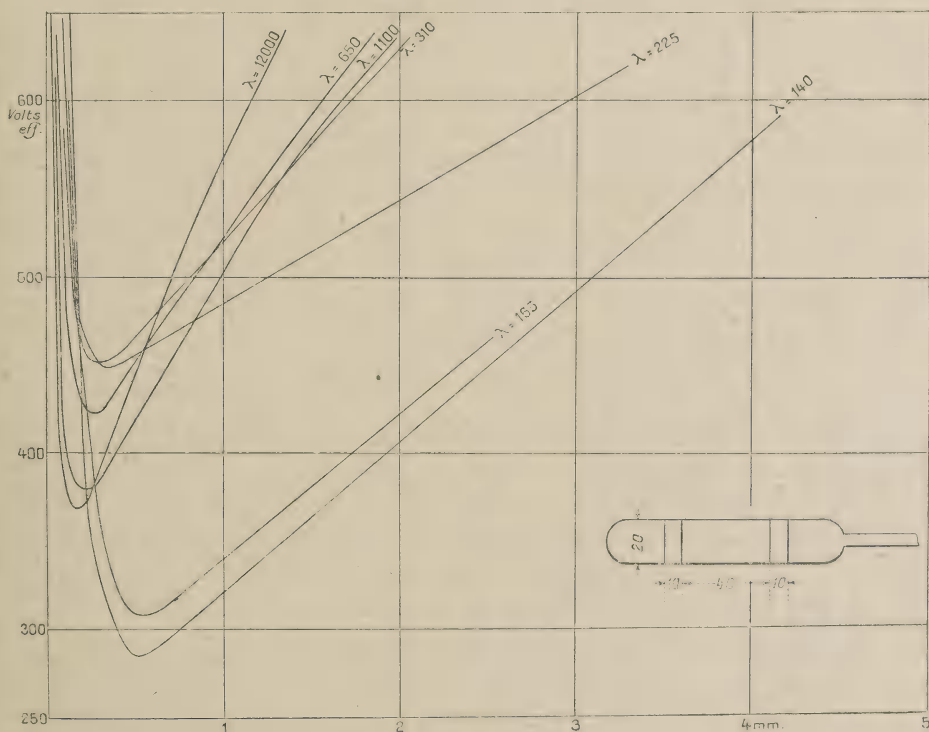

600
Volts eff.
500
400
300
250
1
2
3
4mm.
5
λ = 12000
λ = 650
λ = 1100
λ = 310
λ = 225
λ = 140
λ = 155
20

Fig. 5.

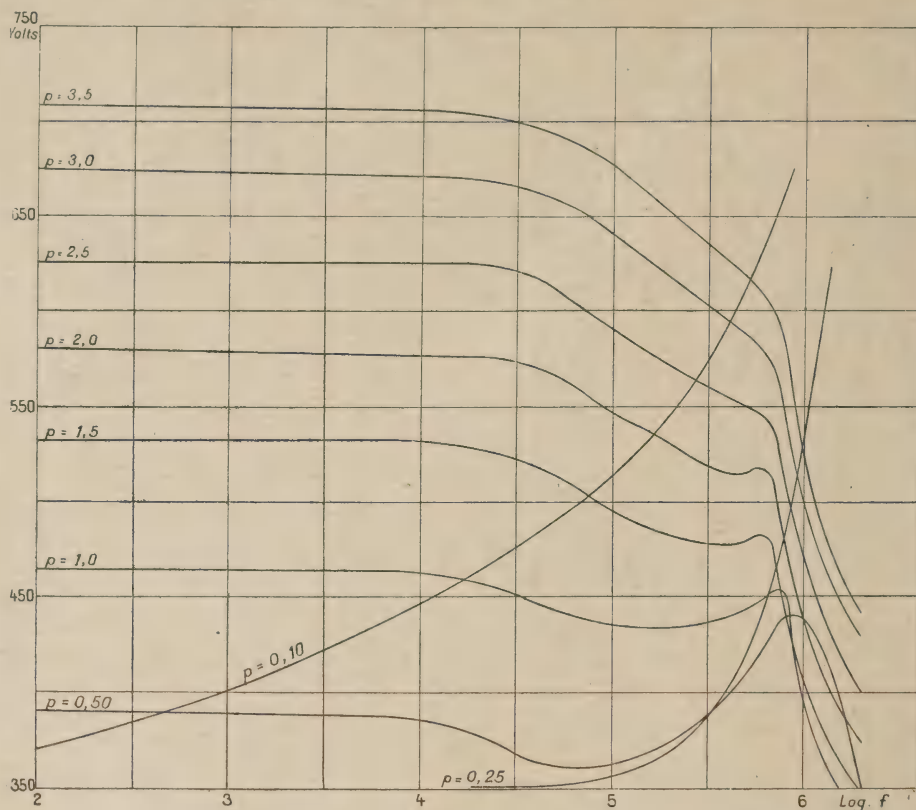


Fig. 6.

d'égale pression, dont les formes sont analogues et pour lesquels le passage le plus facile de la décharge correspond à une longueur d'onde voisine de 1000 mètres.

Nous n'avons pas jusqu'ici étendu nos mesures à des fréquences plus élevées que celle qui correspond à 140 m de longueur d'onde. Nous nous proposons de les continuer, jusqu'aux fréquences des oscillations de Hertz. Dans les limites de nos expériences, les courbes obtenues pour les diverses fréquences se séparent, en effet, d'autant plus que la fréquence est plus élevée et il y a intérêt à étendre cette étude aussi loin que possible. Nous n'avons pas encore étudié non plus le spectre des décharges à haute fréquence non amorties, pas plus que les radiations du genre des rayons X, qui pourraient être émises par une anticathode recevant les rayons cathodiques, qui, aux fréquences des oscillations hertziennes rendent un tube fluorescent à des pressions relativement élevées.

Manuscrit reçu le 25 juin 1923.

SÉRIE VI. — TOME IV. DÉCEMBRE 1923 . N° 12.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

NOUVELLES RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR LES GAZ TRANSPARENTS. POLARISATION DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE LATÉRALEMENT

Par J. CABANNES et J. GRANIER
(Faculté des Sciences de Montpellier).

1. Introduction. — Plusieurs auteurs ont examiné la polarisation partielle de la lumière diffusée par les principaux gaz transparents normalement au faisceau primaire. Ce phénomène met en évidence l'anisotropie des molécules et permet — sinon d'en préciser complètement la forme — du moins d'éliminer quelques-uns des modèles proposés. Malheureusement, les valeurs numériques publiées jusqu'ici (¹) présentent de telles divergences qu'on peut hésiter à en tirer des conclusions sûres. Il nous a paru nécessaire de reprendre ces mesures difficiles dans de meilleures conditions, en introduisant dans la technique expérimentale toutes les modifications suggérées par les recherches antérieures.

Lorsqu'on éclaire un gaz transparent à molécules polyatomiques par un faisceau parallèle de lumière naturelle, ce faisceau, observé latéralement, apparaît comme une source secondaire partiellement polarisée. Deux vibrations incohérentes d'inégale intensité constituent la lumière diffusée. La plus forte des deux vibrations, d'intensité I, est normale au plan des deux rayons primaire et secondaire ; la plus faible, d'intensité i, est parallèle au rayon primaire. Ce que l'on mesure, c'est la proportion de lumière polarisée $\frac{I-i}{I+i}$ ou, plus simplement, le rapport $\rho = \frac{i}{I}$ que nous appellerons « facteur de dépolarisation ».

(¹) R.-J. STRUTT (LORD RAYLEIGH), *Proc. Roy. Soc.*, t. **95** (1918), p. 155 ; t. **97** (1920), p. 435 ; t. **98** (1920), p. 57. — J. CABANNES, *Journal de Physique*, t. **1** (1920), p. 129 ; *Ann. de Phys.*, t. **15** (1921), p. 108. — GANS, *Ann. der Phys.*, t. **65** (1920), p. 97. — RAMAN, *Molecular diffraction of light*, Calcutta (1922), p. 16.

Groupons en un tableau I les valeurs de ρ obtenues jusqu'ici pour les gaz usuels. Le désaccord est frappant :

Tableau I

	I Rayleigh (1918)	II Cabannes (1920)	III Gans (1920)	IV Rayleigh (1920)
Hydrogène..........	0,017	0,010 à 0,020	»	0,0383
Azote...............	0,030	0,025 à 0,028	0,030	0,0406
Oxygène............	0,060	0,0[illegible]1 à 0,054	0,0665	0,094
Air.................	0,042	0,037 à 0,040	»	0,050
Oxyde de carbone....	0,032	»	»	»
Gaz carbonique......	0,080	0,095 à 0,099	0,073	0,117
Oxyde azoteux.......	0,14	»	0,12	0,154

Les trois premières colonnes donnent des résultats relativement concordants tandis que les nombres les plus récents de Lord Rayleigh, que l'auteur estime exacts à 5 p.100 près, sont nettement supérieurs aux autres.

Il n'y a pas à revenir sur les premières expériences de Lord Rayleigh (colonne I), qui ont été discutées par l'auteur lui-même dans ses deux mémoires de 1920, ni sur celles de Gans, trop brièvement décrites pour qu'on puisse en évaluer la précision. Nous ne retiendrons que les deux séries de mesures dont les résultats forment les colonnes II et IV. Pour expliquer l'écart entre ces nombres, il n'y a que trois hypothèses :

1° Malgré tout le soin apporté aux mesures, une cause systématique d'erreur a faussé l'une des deux séries de résultats,

2° La lumière employée par les deux auteurs avait une composition spectrale différente.

3° Des centres diffusants (poussières ou gouttelettes) souillaient les gaz étudiés.

Pour tirer la question au clair, nous avons repris une cinquième fois la détermination de ρ. Nos nouvelles expériences n'ont pas confirmé les nombres de la quatrième colonne : nous avons trouvé, en général, des valeurs de ρ plus petites, c'est-à-dire une proportion plus grande de lumière polarisée.

2. **Discussion des travaux antérieurs.** — Tout en mesurant, une fois encore, la polarisation de la lumière diffusée, nous avons voulu trouver l'explication de l'écart signalé entre les résultats des colonnes II et IV ; les deux premières hypothèses ne résistent pas à la critique.

1° *Il n'y a pas eu d'erreur systématique dans la détermination de ρ.* Les expériences qui ont fourni les nombres II et IV sont décrites en détail

dans les deux mémoires; les auteurs ont discuté le réglage géométrique des faisceaux, éliminé toute trace de lumière parasite; ils ont évité ce qui aurait pu faire varier accidentellement l'état de polarisation et l'intensité de la lumière diffusée, comme la traversée d'une lame de verre trempé ou des réfractions sur des surfaces obliques. La différence essentielle entre les deux séries de mesures, qui paraît en faveur des nombres de Lord Rayleigh, est la suivante : Le système « prisme biréfringent-nicol-plaque photographique » avec lequel Lord Rayleigh réduisait et comparait les éclairements I et i a été minutieusement étalonné. Dans le travail publié par l'un de nous en 1920, cet étalonnage n'avait pas été fait.

En désignant par $\frac{\pi}{2} - \alpha$ l'angle que forme la section principale du nicol avec celle du prisme biréfringent, supposée parallèle à la vibration I, on avait admis que les éclairements des deux images photographiques sont, à la sortie du nicol, comme $I \sin^2 \alpha$ et $i \cos^2 \alpha$. Peut-être y avait-il là une cause d'erreur?

Dans les expériences actuelles, nous avons supprimé cette cause possible d'erreur en choisissant avec plus de soin les deux prismes et en vérifiant sur place l'exactitude de la loi en $\mathrm{tg}^2 \alpha$. Les nouveaux résultats ne s'écartent pas systématiquement de ceux de la colonne II. La méthode de mesure ne paraît donc pas devoir être incriminée.

2° La deuxième hypothèse a été suggérée par Raman (¹). Si, comme le prévoit la théorie, le degré de polarisation diminue avec la longueur d'onde, un changement dans la composition spectrale du faisceau primaire peut entraîner une modification de ρ. Mais, ce n'est pas le cas ici. Les deux auteurs, utilisaient, le premier, un arc au mercure; l'autre, un arc au carbone. Les radiations qui impressionnaient la plaque étaient filtrées à travers une épaisseur de verre de plusieurs millimètres ; il restait donc, dans un cas, les radiations 4358-4046-3650 Å du mercure; dans l'autre, un spectre continu compris sensiblement dans le même intervalle. Il ne semble pas qu'en moyenne les radiations diffusées soient de fréquence plus grande dans le second cas que dans le premier. En tout cas, la variation correspondante de ρ serait bien inférieure à l'écart constaté entre les nombres des colonnes II et IV.

Nous allons le montrer en prenant comme exemple un gaz diatomique. Admettons qu'une molécule diatomique ait la symétrie d'un ellipsoïde de révolution et désignons par μ_2 et μ_2 les indices principaux d'un

(¹) RAMAN, *loc. cit.*, p. 19.

gaz fictif où toutes les molécules auraient la même orientation : l'indice μ du gaz réel et le rapport ρ prennent la forme :

$$\mu^2 - 1 = \frac{1}{3}\left[(\mu_1^2 - 1) + 2(\mu_2^2 - 1)\right], \qquad \rho = \frac{6(\mu_1^2 - \mu_2^2)^2}{45\left[(\mu^2 - 1)^2 + 7(\mu_1^2 - \mu_2^2)^2\right]},$$

avec $$\mu_1^2 - 1 = \frac{C}{\nu_1^2 - \nu^2} \quad \text{et} \quad \mu_2^2 - 1 = \frac{C}{\nu_2^2 - \nu^2},$$

où ν est la fréquence de la radiation incidente ; ν_1 et ν_2, étant les fréquences propres du gaz étudié.

Havelock [1] a appliqué ces remarques à l'hydrogène, dont la dispersion est bien connue jusque vers 1850 Å. Il a pu représenter les résultats expérimentaux par la formule à trois constantes :

$$\mu^2 - 1 = 1\,242\,958\ 3.\ 10^{-4}.\left(\frac{1}{1{,}032\,551 - 10^{-10}\,\lambda^{-2}} + \frac{2}{1{,}638\,331 - 10^{-10}\,\lambda^{-2}}\right),$$

où λ est évalué en centimètres.

Il en a tiré les valeurs de μ_1 et μ_2 et enfin :

ρ = 0,0326	pour	λ = 5 462 Å
0,0337		4 359
0,0358		3 342
0,0384		2 753

Ainsi, dans l'intervalle 4358-3650 Å, ρ varierait de 0,0337 à 0,0349. Cette variation de 3 pour cent est loin d'expliquer l'écart entre les colonnes II et IV.

Nous sommes arrivés d'ailleurs, dans le présent travail, à faire, par observation visuelle, des mesures relativement précises à (5 pour 100 par exemple) sur des gaz triatomiques très diffusants comme CO^2 et N^2O. Les résultats ont été les mêmes que par photographie (tableau II).

TABLEAU II

	OBSERVATION VISUELLE	PHOTOGRAPHIE
Gaz carbonique	0,10	0,098
Oxyde azoteux	$0{,}12_5$	0,122

Enfin, nous avons étudié au spectroscope la variation du facteur de dépolarisation en fonction de la longueur d'onde, pour les radiations photographiques diffusées par le gaz carbonique et nous n'avons pas trouvé de variation mesurable.

Ce n'est donc pas à une différence de longueur d'onde entre les radia-

(1) HAVELOCK, *Proc. Roy. Soc.*, t. **101** (1922), p. 154.

tions excitatrices qu'est due la différence des nombres II et IV et la seconde hypothèse est aussi à rejeter.

3° Il reste donc la troisième hypothèse qui nous paraît la plus probable ; le gaz n'est pas parfaitement propre et contient en suspension des particules étrangères. Le tube en croix de Lord Rayleigh, comme celui que nous utilisons dans les expériences actuelles, est, par sa forme même, difficile à nettoyer et le mouvement du gaz peut entraîner des poussières résiduelles dans le champ d'observation. D'autre part, il arrive que la lumière agisse sur le gaz étudié, ou sur des produits volatils introduits accidentellement avec le gaz (¹), et donne naissance à des centres diffusants qui grossissent plus ou moins vite.

Devant ce double danger, on peut hésiter sur la marche à suivre. Lord Rayleigh, pour réduire l'action possible de la lumière, mettait, pendant toute la durée des mesures, le tube en croix en relation avec un cylindre de gaz comprimé. Un courant gazeux de 500 cm^3 par minute circulait dans le champ éclairé et la lumière n'avait pas le temps d'agir. Mais ce courant de gaz pouvait soulever des poussières assez grosses pour diffuser, à 90° du faisceau primaire, une lumière peu polarisée. Dans cette hypothèse, la valeur trouvée pour ρ serait trop grande.

Il est intéressant de remarquer que ces poussières peuvent diminuer beaucoup la polarisation sans augmenter d'une manière appréciable l'intensité de la lumière diffusée. Prenons l'air comme exemple. Imaginons que, pendant la durée d'une pose, arrivent de temps à autre dans le champ d'observation quelques particules assez grosses pour diffuser une lumière complètement dépolarisée. Supposons enfin que ces particules soient tout de même assez petites et assez peu nombreuses pour que l'intensité diffusée en moyenne — et par suite l'éclairement de la plaque — soient les mêmes, à 0,02 près, que si l'air avait été parfaitement nettoyé. La mesure photométrique de l'intensité diffusée ne révèlera pas leur existence. Cependant, elles fausseront complètement la valeur de ρ. Le tableau III

TABLEAU III

	I	i
Air propre...............	100	4
Particules...............	1	1
Total................	101	5

(¹) provenant, par exemple, de la graisse des robinets.

donne en effet, les intensités diffusées par l'air propre et par les particules.

On trouve donc, si l'air n'est pas parfaitement propre, $\rho = 0{,}05$ au lieu de $\rho = 0{,}04$.

De telles particules sont d'ailleurs visibles à l'œil nu avec un éclairement intense (soleil) ; nous en avons observé chaque fois que nous avons fait circuler un courant gazeux dans notre appareil actuel de dimensions réduites. Aussi, nous a-t-il paru nécessaire d'éviter toute circulation de gaz. Mais on s'expose alors à l'autre danger : la formations de centres diffusants sous l'action de la lumière. Nous l'avons facilement évité, non seulement avec les gaz inertes mais avec tous les gaz usuels étudiés dans ce mémoire, en prenant les précautions suivantes :

1° On commence par entraîner toutes les poussières contenues dans le tube par un courant prolongé d'air sec et propre.

2° Pour passer d'un gaz à un autre on vide le récipient avec une pompe à palette (0,1 mm de mercure) et on le lave soit avec le gaz à étudier (si l'on en possède une masse suffisante), soit avec un gaz inerte ; on fait le vide une seconde fois et on remplit définitivement.

3° Chaque gaz est purifié, desséché sur une longeur de 5 cm d'anhydride phosphorique et filtré à travers une épaisseur de 20 cm de coton hydrophile bien tassé.

4° Les robinets sont paraffinés aussi légèrement que possible.

5° On filtre la lumière incidente à travers une épaisseur de quelques millimètres de verre pour arrêter les radiations les plus actives.

Si l'on néglige certaines de ces précautions, des nuages prennent parfois naissance en un ou plusieurs points du champ d'observation ; ils se développent lentement, diffusent une lumière de plus en plus intense et occupent peu à peu tout le champ.

Dans les expériences faites par l'un de nous en 1920, le récipient utilisé avait une capacité de 11 litres ; la région éclairée était petite vis-à-vis du volume total offert au gaz et, en général, les mouvements de convection entraînaient les nuages hors du champ éclairé avant qu'ils aient eu le temps de se développer sensiblement. Mais, dans les expériences actuelles, pour pouvoir étudier des gaz rares ou des gaz pénibles à préparer en grande quantité, nous avons remplacé le grand récipient de 11 litres par un petit tube en croix de 300 cm³ environ. Les nuages sont devenus plus gênants. C'est dans l'hydrogène que ce phénomène parasite est le plus facile à suivre : l'hydrogène est extrêmement transparent, il s'échauffe peu et les mouvements de convection y sont négligeables. On voit alors, parfois, qu'en une région du champ la diffusion devient plus

intense et, au bout de 5 à 10 minutes, on distingue à l'œil nu les centres de condensation. Par photographie, à condition de poser peu de temps, on est averti du phénomène par une variation brusque de l'éclat du faisceau et de son état de polarisation dans la région du nuage (fig. 1 b.).

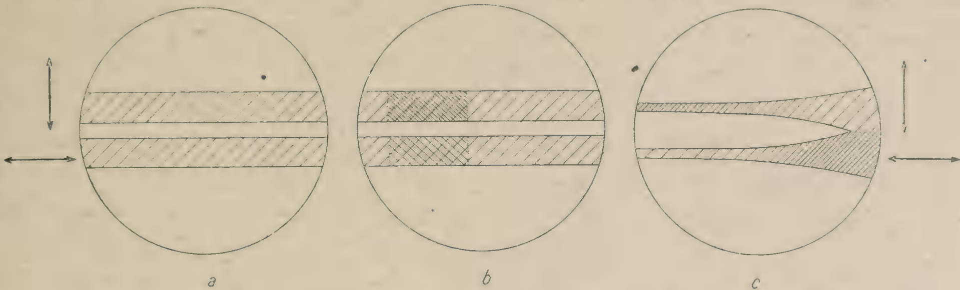


Fig. 1. — Aspect du faisceau de lumière traversant le gaz lorsque, par rotation du nicol, on a amené à l'égalité les deux nuages données par le prisme biréfringent.

a. Gaz propre. — *b*. Apparition d'un nuage.— *c*. Voir page 438.

Ces particules parasites, pendant les premières minutes, tout au moins, restent petites et sensiblement sphériques; la lumière qu'elles diffusent est à peu près complètement polarisée; elle est plus polarisée, en tout cas, que la lumière diffusée par le gaz. C'est gênant pour discuter les résultats des expériences : les poussières dont nous parlions au début augmentaient la valeur de ρ; les particules actuelles la diminuent; on ne peut donc savoir en toute certitude si la valeur obtenue est trop forte ou trop faible. Il semble cependant, d'après cette discussion, que si le courant gazeux de Lord Rayleigh lui donnait des valeurs trop grandes, les nombres fournis par l'un de nous en 1920 pouvaient bien être trop petits.

Il faut remarquer cependant que ces nuages n'introduisent pas une erreur aussi importante que les grosses poussières, et cela est dû à ce que leur état de polarisation se rapproche beaucoup plus de celui des gaz étudiés.

Le tableau IV montre que, dans l'air, si l'intensité augmente de

Tableau IV

	I	i
Air propre..............	100	4
Nuage..................	2	0
Total..............	102	4

$\frac{1}{50}$, ρ diminue simultanément de $\frac{1}{40}$ seulement.

Outre les précautions indiquées déjà, il n'est pas mauvais, dans l'observation photographique, de réduire au minimum le temps de pose. On peut y arriver en éclairant fortement le gaz ; il faut alors éliminer soigneusement à la fois les radiations rouges et infra-rouges, qui, sans agir sur la plaque sensible, produisent des mouvements de convection dans le gaz, et les radiations trop actives de longueur d'onde inférieure à 3500 Å environ. Mais il vaut mieux, pour réduire le temps de pose, recevoir le faisceau diffusé sur un appareil très lumineux.

3. **Dispositif actuel.** — Le montage optique est schématiquement très simple (fig. 2) : Un faisceau horizontal de lumière naturelle X′ S X éclaire

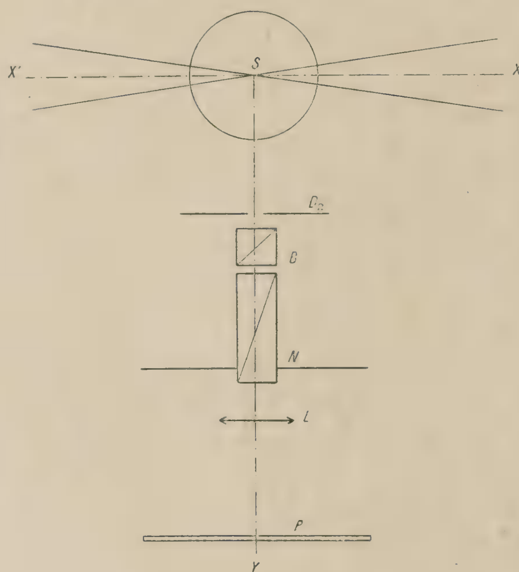


Fig. 2.

le gaz, placé dans un récipient de forme telle que seule la lumière diffusée par le gaz puisse atteindre la plaque photographique. Le faisceau secondaire S Y est reçu sur le prisme biréfringent B, l'objectif L et la plaque sensible P où se forment deux images du point S. Si les arêtes du prisme biréfringent sont horizontales, les deux images photographiques se forment l'une au dessus de l'autre et leurs éclairements sont I et i. Le nicol mobile N permet de mesurer $\rho = \frac{i}{I}$ par la méthode de Cornu.

a) *Source de lumière.* — Nous avons renoncé aux sources artificielles dont l'éclat est faible et, profitant des jours de beau temps si fréquents à Montpellier, nous avons utilisé la lumière du soleil, ce qui nous a permis

de faire facilement de bonnes observations visuelles. Déjà Raman, à Calcutta, avait réussi à étudier visuellement la polarisation de la lumière solaire diffusée par le gaz carbonique.

On peut éclairer le gaz en lumière parallèle en dirigeant simplement sur le tube, avec un héliostat, un faisceau de rayons limité par un diaphragme. L'éclat ε de la lumière diffusée est proportionnel à l'éclairement E d'un plan normal au faisceau incident et à la profondeur h de la couche gazeuse éclairée :

$$\varepsilon = REh.$$

Soit l_0 l'éclat du soleil, ω ; son diamètre apparent ; nous avons :

$$E = \frac{\pi\omega^2}{4} e_0, \qquad \text{d'où :} \qquad \frac{\varepsilon}{Re_0} = \frac{\pi\omega^2}{4} h$$

h ne peut guère dépasser 2 cm : on est limité par les dimensions restreintes du tube que nous avons tenu à employer : par suite :

$$\frac{\varepsilon}{Re_0} = 10^{-4} \text{ cm} = 1 \mu, \text{ environ.}$$

Mais, dans les expériences actuelles, nous ne nous sommes pas astreints à utiliser un faisceau parallèle : nous avons projeté, en S (fig. 2), l'image du soleil, avec une lentille d'ouverture moyenne, et tenu compte, dans le calcul de ρ, de ce que l'onde incidente n'est pas plane. Soit Ω l'ouverture numérique de la lentille ; la valeur obtenue pour ρ doit être diminuée du terme correctif $\frac{\pi^2 \Omega^2}{144}$ [1] L'ouverture adoptée. $\Omega = 0{,}24$, entraine une correction de $-0{,}004$; c'est déjà beaucoup et il nous a paru difficile d'envoyer un faisceau plus convergent.

Soit S la surface de la lentille ; F, sa distance focale. L'éclairement a pour valeur $\frac{e_0 S}{F^2}$ et la profondeur éclairée est ωF. D'où :

$$\frac{\varepsilon}{Re_0} = \frac{\omega S}{F} = \frac{\pi\Omega^2}{4} . F\omega.$$

Il y a intérêt, à égalité d'ouverture numérique, à prendre une lentille à long foyer qui donne une plus grande image du soleil et, par suite, une plus grande profondeur éclairée.

Pour $F = 30$ cm, $\frac{\varepsilon}{Re_0} = 120 \mu$.
1 m 400

Nous nous sommes arrêtés à une lentille de 30 cm : avec une distance

(1) J. Cabannes, *loc. cit.*, p. 112

focale plus grande, nous aurions eu, en S, un faisceau plus large et plus difficile à dédoubler avec le prisme biréfringent B et l'objectif photographique L (fig. 2).

On peut évaluer, dans ce cas, les éclats que l'on aura à mesurer.

La théorie de Rayleigh donne la valeur de R : dans l'air, pour $\lambda = 0{,}55\ \mu$, $R = 6{,}5.10^{-9}\ \text{cm}^{-1}$. L'éclairement d'une surface au soleil pendant une belle journée, atteint 100 000 lux. D'où :

$$e_0 = 150\,000 \text{ phots par stéradian}$$
$$\varepsilon = 12.10^{-6} \text{ bougies par cm}^2.$$

La réflexion sur les diverses surfaces de verre ramène à 8.10^{-6} l'éclat de la lumière diffusée. Enfin, l'éclat relatif à la vibration horizontale i n'est que 0,04 du précédent, c'est-à-dire :

$$\frac{1}{3}.10^{-6} \text{ bd par cm}^2.$$

On peut arriver à le mesurer visuellement (à un ou deux dixièmes près) en réalisant un fond parfaitement noir et en reposant sa vue à l'obscurité pendant une demi-heure environ ; le minimum d'éclat perceptible (pour une source étendue) est mille fois plus faible.

La lentille de projection doit être corrigée des aberrations de sphéricité ; si elle donnait une caustique linéaire MC (fig. 3) le degré de polarisa-

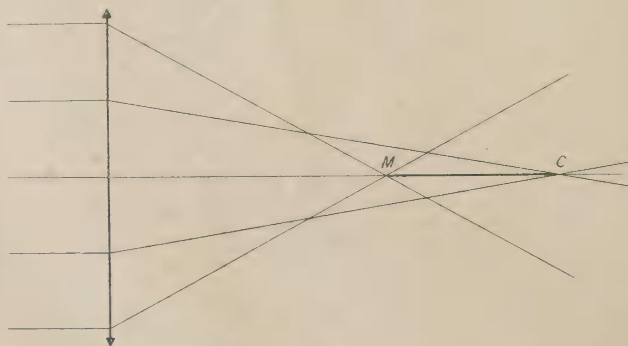


Fig. 3.

tion de la lumière diffusée serait plus faible en M qu'en C. Il y aurait une incertitude sur la correction à faire subir à ρ. Cette correction serait inférieure à 0,004 en C et supérieur en M.

Avec une mauvaise lentille, la caustique se trouve dessinée sur la double image photographique et l'on voit que le degré de polarisation diminue de gauche à droite (fig. 1, c). On a, dans ce cas, la ressource de ne pas

mettre exactement au point sur le faisceau à photographier : les densités de chaque image deviennent plus uniformes et l'on peut faire subir, à la valeur de ρ mesurée, la correction moyenne de 0,004.

La lumière du soleil est reçue sur le miroir argenté d'un héliostat qui la renvoie horizontalement dans la direction Sud-Nord. Cette réflexion peut polariser le faisceau primaire et introduire une erreur importante.

Prenons, comme exemple, une expérience faite fin avril à midi local. Le plan d'incidence se confond avec le méridien. Le faisceau réfléchi est polarisé symétriquement par rapport au méridien et au plan horizontal ; il est donc constitué par deux vibration incohérentes rectangulaires H (horizontale) et V (verticale). H est parallèle à la surface du miroir et l'on a $H > V$.

Dans ce cas, la valeur réelle de ρ est supérieure à la valeur mesurée, V donne deux vibrations diffusées : l'une, verticale, d'intensité α V ; l'autre, horizontale, β V ; H donne deux vibrations d'intensité égale βH. On mesure donc :

$$\rho_m = \frac{\beta(V+H)}{\alpha V + \beta H}, \quad \text{au lieu de} \quad \rho = \frac{2\beta}{\alpha+\beta},$$

d'où, sensiblement,

$$\frac{\rho - \rho_m}{\rho} = \frac{V-H}{V+H}.$$

L'écart dépend de $\frac{H}{V}$, c'est-à-dire de l'incidence. Fin Avril, la déclinaison était voisine de 13° ; Montpellier est à 43° 37′ de latitude Nord ; la distance zénithale du soleil à midi était donc voisine de 30° et l'angle d'incidence, de $\frac{30^\circ + 90^\circ}{2} = 60^\circ$. On n'était pas loin de l'incidence principale (70° environ pour l'argent), c'est-à-dire dans le cas le plus défavorable. Nous avons mesuré :

$$\frac{H}{V} = 0{,}086, \text{ sensiblement}; \quad \text{d'où} \quad \frac{\rho - \rho_m}{\rho} = -0{,}07.$$

Au coucher du soleil, au contraire, le plan d'incidence tend à devenir horizontal, on a $V > H$ et la valeur de ρ mesurée est trop faible.

On peut facilement éviter cette correction soit en plaçant sur le faisceau réfléchi par le miroir de l'héliostat un prisme de Foucault de section principale verticale, soit en limitant les observations aux heures où le plan d'incidence est à 45° sur l'horizon.

Nous avons rejeté la première solution : le prisme de Foucault aurait eu d'abord le gros inconvénient de réduire sensiblement de moitié la grandeur à mesurer : en outre, il aurait limité l'ouverture du faisceau et affaibli la lumière par réflexions et absorption.

Les mesures définitives ont toujours été faites lorsque le plan d'incidence était à peu près à 45° sur l'horizon ; il est facile de prévoir les heures favorables (fig. 4).

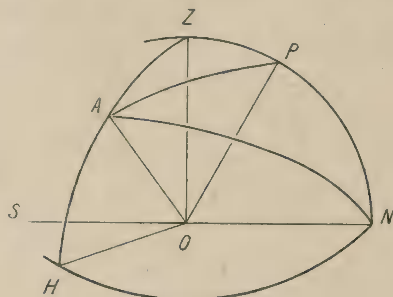


Fig. 4.

Connaissant l'azimuth NH $= a$ et la hauteur HA $= h$ du soleil au moment de l'expérience, on a, dans le triangle NHA, l'angle d'incidence du rayon solaire sur le miroir de l'héliostat $i = \frac{\text{AN}}{2}$ et le dièdre $\omega =$ ANH du plan d'incidence avec le plan horizontal. En particulier,

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\operatorname{tg} h}{\sin a}.$$

On déterminera, chaque jour, l'heure pour laquelle $\operatorname{tg} h = \sin \alpha$; l'azimuth et la hauteur se calculent à partir de la déclinaison et de l'angle horaire.

b) *Récipient à gaz.* — Sa capacité n'atteint pas 300 cm³. Il se compose essentiellement de deux tubes de verre identiques, soudés en croix, rodés à une extrémité, étirés et recourbés à l'autre. Le diamètre intérieur du tube est de 3 cm.

Deux robinets, soudés aux parties étirées, mettent le récipient en communication soit avec la pompe, soit avec le gazomètre. Deux regards de verre sont collés au mastic golaz sur les rodages pour l'entrée de la lumière et les observations latérales (fig. 5).

Le tube FED, qui fait communiquer le récipient de verre avec le gazomètre, est rempli d'anhydride phosphorique et de coton hydrophile.

La surface *extérieure* du récipient est recouverte de vernis noir. Le

lecteur reconnaîtra l'avantage des tubes en croix : ils permettent d'observer latéralement sur un fond parfaitement noir la trace de faisceau primaire diffusé par le gaz.



Fig. 5.





Fig. 5 *b*. — Faisceau photographié avec l'objectif de 8 cm (agrandi 3 fois).
Fig. 5 *c*. — Faisceau photographié avec l'objectif de 4 cm (agrandi 3 fois).

Nous avions d'abord construit un appareil plus simple encore, tout en verre, sans golaz ; un seul tube, étiré et recourbé en A, soufflé en O, B et C. Le faisceau primaire traversait le tube suivant BC (fig. 6). Malheureu-

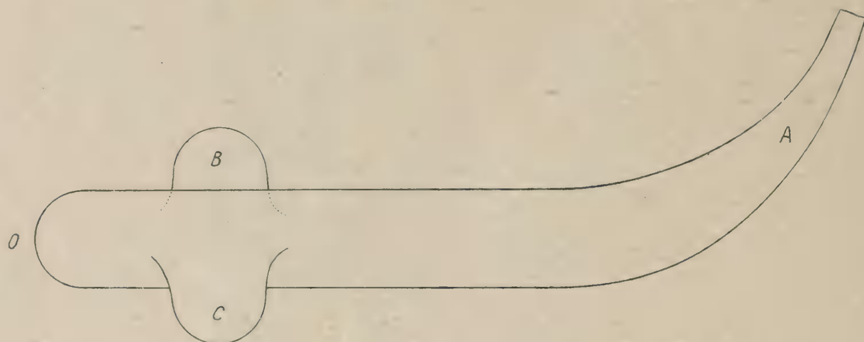


Fig. 6.

sement, la réflexion sur le verre en C illuminait assez vivement le fond du tube A pour rendre impossible des mesures précises : l'éclat du fond sur lequel se détachait le faisceau primaire, pour l'observateur O, atteignait 0,1 environ de l'éclat du faisceau dans l'air.

Avec le nouveau récipient, cet inconvénient a complètement disparu ; le fond noir n'a jamais impressionné la plaque photographique ; il ne donne rien après deux heures de pose alors qu'une demi-minute suffit pour photographier latéralement le faisceau lorsque le récipient est plein d'air.

Pour éviter toute fatigue de l'œil et augmenter sa sensibilité, et aussi, lorsque nous opérions par photographie, pour éviter un voile possible de la plaque, nous avons travaillé dans une salle obscure. La cloison est percée d'une ouverture circulaire PQ pour le passage du faisceau solaire que nous recevons aussitôt dans une caisse de bois en forme de croix, représentée en plan sur la figure 7. De cette manière, le faisceau n'éclaire pas sensiblement la salle. Au milieu de la caisse est installé le récipient à gaz R. En AB et EF, deux portes permettent les réglages optiques. La chambre CD, tapissée intérieurement de velours noir, contient les appareils d'observation. En D_1 et D_2 peuvent être placés deux diaphragmes circulaires : le premier limite l'ouverture du faisceau incident ; le second intercepte la lumière réfléchie par les parois ab et cd du tube de verre, qui entourerait d'un anneau brillant le champ d'observation. Pour la photographie, cet anneau serait peu gênant, mais la lumière qu'il envoie diminuerait la sensibilité de l'œil dans le cas de l'observation visuelle.

Avec ce montage, le récipient R étant rempli d'un gaz quelconque, un

observateur non prévenu voit immédiatement se détacher, en bleu, le faisceau primaire sur un fond parfaitement noir ; la diffusion de la lumière

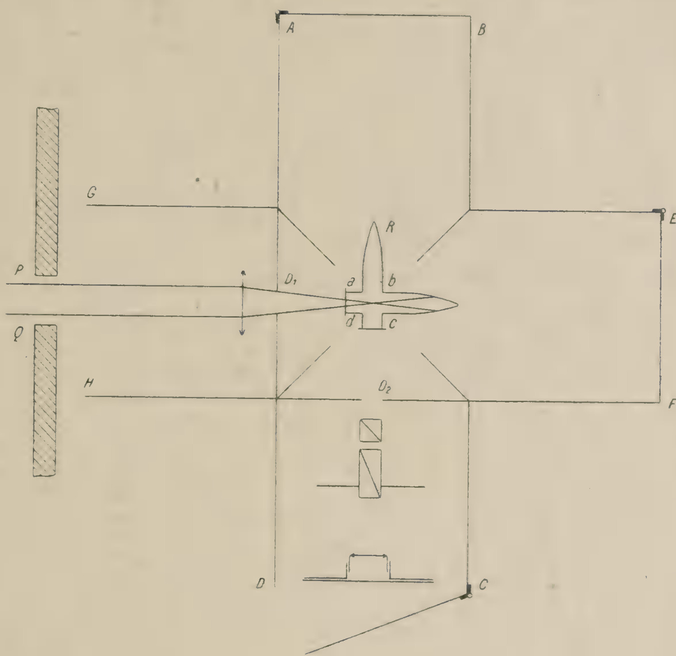


Fig. 7.

par les gaz les moins réfringents, comme l'hydrogène et le néon, devient facile à observer.

En résumé, nous sommes arrivés, dans les expériences actuelles :

1° à faire agir un faisceau primaire assez intense pour permettre des mesures visuelles.

2° à opérer sur de petites quantités de gaz (quelques centaines de centimètres cubes au maximum).

Le dispositif que nous avons réalisé peut être reproduit à peu de frais dans un laboratoire quelconque et, tout en permettant des mesures précises, il se prête à des expériences de cours et à des manipulations d'élèves.

c) Observation photographique et mesures. — Pour réduire le temps de pose, il faut augmenter l'ouverture numérique de l'objectif photographique. Mais, en avant de l'objectif, les polariseurs limitent le diamètre du faisceau ; il ne reste donc plus qu'une ressource ; diminuer autant que possible la distance focale de l'objectif.

Les dimensions de nos polariseurs étaient malheureusement trop

petites et le faisceau tombant sur l'objectif n'avait pas 1 centimètre de diamètre. Avec les gaz comme CO^2, N^2O qui diffusent une lumière assez intense et pas trop polarisée, une lentille de 8 cm de distance focale suffit ; elle fonctionne à faible ouverture et donne des images grandes et relativement bonnes (fig 5, b).

Mais, pour étudier des gaz moins réfringents, cette lentille nous entraînait à des poses allant de 10 à 45 minutes ; c'était trop. Nous avons alors pris, comme objectif, un oculaire de microscope (Huyghens, $f = 4$cm) dont la lentille de champ était tournée vers le faisceau à photographier. On obtient ainsi de petites images qu'il faut étudier à la loupe (fig. 5, c). Le temps de pose nécessaire pour une bonne mesure de ρ, varie de 1 minute (CO^2) à 10 minutes (H^2).

La plaque photographique 6.5 $\times$ 9 cm^2 est introduite dans un châssis à volet, mobile le long d'une glissière. Un dispositif analogue avait déjà servi à l'un de nous en 1920 ; on peut faire 16 poses sur la même plaque.

Nous avons séparé les deux vibrations I et i avec un prisme biréfringent de Wollaston en quartz, B (fig 2) ; l'angle de duplication valait 45′ environ. En éloignant l'objectif du faisceau à photographier, on diminue les dimensions des deux images jusqu'au moment où elles cessent d'empiéter l'une sur l'autre. La distance SL est alors de 45 cm.

Il n'y a pas de raison de supposer qu'un wollaston, éclairé normalement en lumière naturelle, donne deux rayons d'inégale intensité. Nous avons cependant tenu à vérifier, en plaçant notre prisme biréfringent devant une source étendue de lumière naturelle, que le degré de polarisation de la lumière transmise était inappréciable. Pour cela nous avons observé à travers le prisme de Wollaston, avec un polariscope de Savart, un mur blanc éclairé normalement : il n'y a pas trace de franges sur le quartz du Savart.

A la suite du wollaston, faute de posséder un polariseur à champ normal, nous avons utilisé un nicol à faces normales N (fig. 2) provenant d'un polarimètre de Cornu. Ce nicol est mobile à l'intérieur d'un cercle, gradué en demi-degrés avec vernier au trentième. Il présente l'inconvénient de rejeter latéralement le faisceau de lumière et lorsque, au cours de mesures, on fait tourner cet analyseur autour du rayon incident, le rayon émergent se déplace et décrit un cylindre ; il faut vérifier que, dans toutes ses positions, il rencontre la première lentille de l'objectif photographique.

Le faisceau diffusé issu du point S (fig. 2) est limité par l'ouverture circirculaire D_2. On doit prendre cette ouverture assez petite pour que ni le wollaston, ni le nicol, ni l'objectif ne diaphragment à leur tour le fais-

ceau. Ce réglage est délicat; il faut, pour le réussir, une lumière intense. On substitue, au récipient à gaz R, un diffuseur solide blanc.

Lorsque le réglage est bien fait, nous ne voyons pas comment l'application de la loi en $tg^2\alpha$ peut conduire à des résultats inexacts. Cependant, pour enlever toute incertitude, nous avons tenu à faire sur place une vérification de la loi en $tg^2\alpha$ sur laquelle s'appuient toutes nos mesures. Cette vérification a été faite avec l'objectif de 4 cm de foyer; il va sans dire que les conclusions restent valables avec tout autre objectif.

Pour cette vérification, on enlève le tube à gaz et on éclaire le polarimètre BNLP (fig. 8) par un faisceau monochromatique polarisé rectiligne-

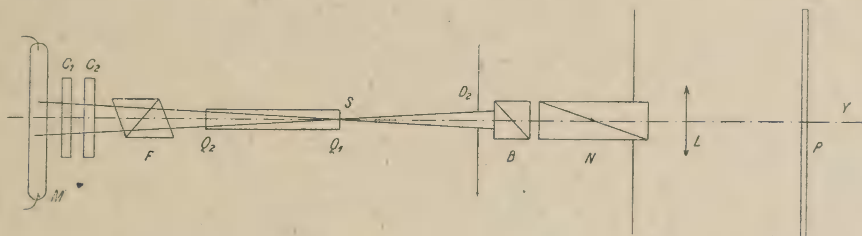


Fig. 8.

ment. Ce faisceau, émis par une lampe M à vapeur de mercure, traverse une cuve d'eau céleste C_1 et une cuve de quinine C_2 (qui ne laissent passer que la radiation 4360 Å) puis un foucault F. Par rotation du foucault, on amène la vibration incidente à être verticale et on place à l'extinction le nicol N.

Un tel dispositif se prête immédiatement à la mesure des pouvoirs rotatoires, pourvu que la loi en $tg^2\alpha$ soit correcte : il suffit de placer, à la suite du foucault, une solution active Q_1Q_2 et de déterminer l'angle α dont il faut faire tourner le nicol N pour avoir, sur la plaque photographique, deux images de même densité. En effet, si la vibration initiale OV a tourné d'un petit angle ω (fig. 9), les amplitudes des deux composantes verticale et horizontale sont op_2 et op_1 et, si la loi en $tg^2\alpha$ est correcte, on doit trouver

$$\alpha = \operatorname{arc\,tg} \frac{op_1}{op_2} = \omega.$$

En prenant donc une épaisseur déterminée de solutions dont on connaît le pouvoir rotatoire, on peut calculer ω a priori et vérifier jusqu'à quel point l'angle mesuré coïncide avec ω.

Ici encore, le réglage exige beaucoup de soins : le centre de l'extrémité Q_1 de la cuve polarimétrique doit coïncider avec le point S, où se formait précédemment l'image du soleil. En outre, comme dans les mesures sur les gaz, c'est le diaphragme D_2 qui doit limiter le cône de rayons issus de S. Pour avoir deux images qui n'empiètent pas l'une sur l'autre, on limite en Q_1 le faisceau par une ouverture rectangulaire dont le grand côté est horizontal et dont la hauteur ne dépasse pas 2 mm. L'appareil photographique est au point sur cette ouverture. Nous avons étudié, dans un tube de 20 cm de long, trois solutions de saccharose de concentrations :

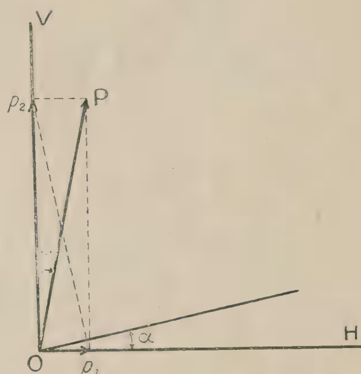


Fig. 9.

$$\gamma_1 = 0{,}1000\ (100\ \text{g} : 1), \qquad \gamma_2 = 0{,}0500, \qquad \gamma_3 = 0{,}0333.$$

Elles nous ont donné :

$$\alpha_1 = 24°40', \qquad \alpha_2 = 12°35', \qquad \alpha_3 = 8°10'.$$

En admettant 123°, comme rotation spécifique, on devrait trouver :

$$\omega_1 = 24°36', \qquad \omega_2 = 12°18', \qquad \omega_3 = 8°12'.$$

La vérification nous a paru satisfaisante.

4. **Résultats**. — a) *Gaz carbonique et oxyde azoteux*. — L'acide carbonique préparé par voie humide au laboratoire et celui que livre le commerce ont donné les mêmes résultats. Nous avons obtenu l'oxyde azoteux par décomposition de l'azotate d'ammonium à température aussi basse que possible ; nous n'avons pas dépassé 250°C ; le gaz contient encore 2 p. 100 d'azote que nous n'avons pas cherché à éliminer.

CO^2 et N^2O diffusent à peu près la même intensité lumineuse (3 et 4 fois plus que l'air); la lumière diffusée se trouve dans le même état de polarisation ($\rho = 0{,}10$ et $\rho = 0{,}12$); les conditions d'observation sont donc exactement les mêmes pour les deux gaz :

1° Les mesures visuelles sont faciles.

2° Le temps de pose, pour une bonne mesure photographique, varie de 4 minutes (objectif de 8 cm) à 1 minute (objectif de 4 cm).

Les observations visuelles ont donné pour CO^2 des valeurs de α comprises entre 17° et 19° avec une moyenne de 17° 55′; pour N^2O, des valeurs comprises entre 19° et 20° 30′, avec une moyenne de 19° 45′, ce qui donne les valeurs suivantes pour $tg^2\alpha$ (tab. V.)

Tableau V.

	CO^2	N^2O
$tg^2\alpha$	0,104	0,126

En faisant, pour les deux gaz, la correction de — 0,004 (p. 437), et en tenant compte de ce que N^2O contient 2 p. 100 d'azote (correction de + 0,001), on obtient les valeurs de ρ contenues dans le tableau VI.

Tableau VI.

	CO^2	N^2O
ρ	0,100	0,125

La photographie montre, avec plus de précision que :

Pour CO^2 $17°30' < \alpha < 18°$
Pour N^2O $\alpha = 19°30'$

d'où les nouvelles valeurs de $tg^2\alpha$ et ρ (tab. VII.)

Tableau VII.

	CO^2	N^2O
$tg^2\alpha$	0,102	0,125
ρ	0,098	0,122

Ces dernières mesures nous paraissent exactes à 2 p. 100 près environ

Nous avons vainement cherché à mettre en évidence, dans le cas du gaz carbonique, une variation du facteur de dépolarisation avec la longueur d'onde. Nous avons, pour cela, substitué à la plaque sensible P (fig. 2) la fente verticale d'un spectrographe à deux prismes de quartz. Le nicol était réglé à 17° 45′ ; la pose durait 1 h. 30 mn. Il n'y a pas eu de différence appréciable entre les deux spectres.

D'ailleurs, dans les mesures visuelles, nous n'avons jamais pu reconnaître aucune différence de teinte entre les deux images que nous amenions à l'égalité.

b) *Oxygène, Azote, Air, Oxyde de carbone, Oxyde azotique.* — L'oxygène a été préparé par décomposition du chlorate de potasse ; l'azote, par l'azotite d'ammonium ; l'oxyde de carbone, par l'acide formique, et l'oxyde azotique, par l'action de l'acide azotique sur une solution aqueuse de sulfate ferreux additionnée d'acide sulfurique. Il n'y a pas lieu d'insister sur ces diverses préparations, qui sont classiques, ni sur la purification des gaz.

Tous ces gaz diffusent à peu près autant de lumière que l'air et le facteur de dépolarisation varie, en gros, de 0,02 (CO) à 0,06 (O^2). Il faut donc poser plus longtemps qu'avec les deux gaz précédents. Les nouveaux temps de pose sont faciles à prévoir. Avec l'oxyde de carbone, par exemple, $i = 0{,}02\ I$, tandis qu'avec le gaz carbonique nous avions $i = 0{,}10\ I$.

Donc

$$i_{CO^2} = 5\ \frac{I_{CO^2}}{I_{CO}} \cdot i_{CO} = 15\ i^{CO}.$$

Nous posions une minute avec le gaz carbonique ; il faudra maintenant un quart d'heure. En réalité, une minute, c'était beaucoup et, avec l'oxyde de carbone, six minutes suffisent.

Les observations visuelles ne sont plus possibles avec le wollaston : les deux images rétiniennes se séparent mal ; l'acuité visuelle devient très faible pour de si petits éclairements. Il faut remplacer le wollaston par un prisme biréfringent spath-verre, dont l'angle de duplication est plus grand. On peut alors faire des mesures visuelles, mais la précision reste faible.

Les mesures photographiques ont donné les valeurs de ρ contenues dans le tableau VIII.

TABLEAU VIII

	O^2	Air	N^2	NO	CO
ρ	0,0645	0,041	0,0375	0,026	0,017

Le chiffre des millièmes n'est pas tout à fait sûr, mais très probable. L'oxyde azotique est étudié ici pour la première fois.

A titre de vérification, on peut calculer le facteur de dépolarisation dans le cas de l'air, connaissant la manière dont l'azote, l'oxygène et l'argon diffusent la lumière, d'après le tableau IX.

TABLEAU IX

CONSTITUANTS		N^2	O^2	A
Pourcentage en volume (v)		78	21	1
Valeurs de ρ		0,0375	0,0645	0
Valeurs proportionnelles à	$(\mu^2-1)^2$	1 120	904	1 000
	$I=(\mu^2-1)^2 \dfrac{v}{6-7\rho}$	152	34,2	1,7
	$i=\rho I$	5,7	2,2	0

On tire de ce tableau

$$\rho_{\text{air}} = \frac{5,7+2,2}{152+34,2+1,7} = 0,042.$$

c) *Hydrogène.* — Nous avons préparé ce gaz par l'action, sur le zinc pur, soit de l'acide sulfurique étendu, soit de l'acide chlorhydrique. Dans ce dernier cas, nous l'avons fait circuler sur une colonne de chaux avant de le déssécher sur l'anhydride phosphorique. Le tube avait été préalablement vidé sur de l'air sec avec la pompe à palettes. Nous l'avons rempli d'hydrogène une première fois, puis vidé, rempli de nouveau, puis encore vidé; enfin, rempli définitivement d'hydrogène.

Dans ces conditions, quel que soit le temps d'exposition du gaz à la lumière, il n'y a jamais formation de brouillard. Dix minutes suffisent d'ailleurs avec l'objectif de 4 cm de foyer pour obtenir un bon cliché; à l'œil nu, toute mesure est impossible. Avec le dispositif réalisé par l'un de nous, en 1920, il fallait 10 heures de pose.

Nous avons obtenu, par photographie, $\rho = 0.022$. Le nombre 0,024 est nettement trop fort ; 0,021 paraît un peu trop faible.

5. **Conclusion.** — 1° Nous avons, au cours de ce travail, mis au point un dispositif commode pour observer la diffusion de la lumière par les gaz transparents les plus usuels et mesuré avec précision, pour ces gaz, le fac-

teur de dépolarisation. Les résultats sont contenus dans le tableau suivant :

N^2O	$\rho = 0{,}122$
CO^2	0,098
O^2	0,0645
Air	0,041
N^2	0,0375
NO	0,026
H^2	0,022
CO	0,017

L'oxyde azotique n'avait pas encore été étudié.

Manuscrit reçu le 20 juillet 1923.



VARIATION DE LA RÉFRACTION SPÉCIFIQUE DES GAZ AVEC LA PRESSION AU-DESSOUS D'UNE ATMOSPHÈRE (¹)

Par V. POSEJPAL.

1. — La réfraction ($n - 1$) d'un gaz à la pression p est, tant que p reste dans des limites de pression pas trop étendues, exprimée par la relation

$$n - 1 = Kp(1 + \beta p). \tag{1}$$

En mesurant $n - 1$ pour les pressions p au-dessous d'une atmosphère j'ai trouvé que, pour l'air et l'anhydride carbonique, le paramètre β de l'équation (1) était beaucoup plus grand que celui trouvé par les auteurs antérieurs pour des intervalles de pressions p plus élevés. J'ai pu alors montrer que β est une fonction de la valeur moyenne de l'intervalle de pression auquel elle se rapporte et que, par conséquent, la réfraction spécifique, en restant sensiblement constante pour les pressions moyennes, croît considérablement avec la pression, au-dessous d'une atmosphère (²). Je considérais comme évident que la réfraction spécifique de la matière en solution varierait avec la concentration, de la même manière qu'à l'état gazeux en fonction de la pression ; j'étais donc amené à admettre une liaison interne étroite entre la marche tout à fait analogue de la vitesse de variation avec la pression de la réfraction spécifique d'une part (³) et du pouvoir fluorescent d'autre part. Peu après, dans son intéressant article (⁴), M. Chéneveau a montré que la réfraction spécifique des solutions salines KCl et $(NO^3)^2$ Mg varie bien avec la pression osmotique comme celle de l'air et de l'anhydride carbonique varie avec la pression, mais que le sel NO^3 NH^4 donne une variation en sens opposé, et il a considéré comme chose probable que l'hydrogène donnera lui aussi, un résultat semblable.

Le caractère imprévu des valeurs que j'ai trouvées pour β aussi bien que le travail de M. Chéneveau montraient qu'il était indispensable de soumettre d'autres gaz aux mêmes études. Je veux dans ce qui va suivre, donner un résumé des résultats obtenus, par l'emploi de mes appareils, par M. Safrànek (⁵) dans le cas de l'hydrogène.

(¹) Présenté à l'Académie tchèque des Sciences et des Lettres, le 8 juin 1923.

(²) *Rozpravy de l'Académie tchèque des Sc. et des lettres*, année **26**, n° 61 (1918); année **29**, n° 13 (1920).

(³) *Casopis pro pěst. math. a fys.*, t. **50** (1921), p. 150; *Le Journal de Physique et le Radium*, t. **2** (1921), p. 85.

(⁴) *C. R.*, t. **172** (1921), p. 1 408.

(⁵) *Rozpravy II Classe*, année **31** (1923), n° 17. *Casopis*, **51** (1922), p. 308.

2. L'oxygène. — M. Safránek a trouvé pour les paramètres de l'équation (1) les valeurs

$$\left.\begin{array}{l} K.10^6 = 0,33925 \pm 0,00013 \\ \beta.10^8 = 527 \pm 47 \end{array}\right\} \qquad (2)$$

dans les mêmes conditions que dans mes propres mesures : $\lambda = 5462,3$ Å ; $t = 16°$ C ; p en mm de mercure au-dessous d'une atmosphère. Ces valeurs donnent pour la réfraction, dans les conditions normales de température et de pression :

$$(n - 1).10^6 = 274,04 \pm 0,25,$$

valeur qui est bien trop grande.

Quant au paramètre β qui nous intéresse principalement, le tableau I montre que la valeur de Safránek est beaucoup plus grande que celle donnée

Tableau I.

O^2.

INTERVALLE DE PRESSIONS Δp en mm de Hg	PRESSION MOYENNE p en mm de Hg	$\beta.10^8$	$p.\beta$	$t°$	AUTEURS
0 — 760	380	527	0,0020	16°	Safránek 1922
0 — 5 500	2 750	111	0,0030	13,5°	Mascart 1877 (1)

(1) *Recueil de constantes phys.*, p. 197.

par Mascart; celle-ci se rapporte, bien entendu, à un intervalle de pressions beaucoup plus élevé. Une analyse plus détaillée, qu'il est inutile de reproduire ici, montre que la valeur β de Safránek est sûre et qu'il y a ici une analogie parfaite entre l'oxygène et les gaz étudiés antérieurement : Aussi bien que pour l'air et l'anhydride carbonique, le paramètre β de l'oxygène est beaucoup plus grand pour les pressions au-dessous d'une atmosphère que pour les intervalles de pressions se trouvant au-dessus. L'équation (1) n'est donc valable que pour des intervalles de pressions très étroits; à mesure que la valeur moyenne p de chaque intervalle de pressions augmente, le paramètre β diminue en restant inversement proportionnel à p ($p.\,\beta$ = const) tant que p reste inférieur à 2 atmosphères; au delà de cette limite, β diminue de plus en plus lentement.

Rappelons que la réfraction spécifique des gaz sous faibles pressions est suffisamment bien traduite par la formule de Newton-Gladstone,

$$\frac{n-1}{\rho} = \text{const.}$$

en désignant par ρ la densité.

Tableau II.

p en mm de Hg	$p \cdot \beta$		
	l'air	O^2 non réduit	O^2 réduit à l'air
0	0,0014	0,0020	0,0014
380	0,0014	0,0020	0,0014
1 700	0,0015	......	......
2 750	......	0,0030	0,0021
3 150	0,0023	......	......
7 500	0,0049	......	......

En exprimant l'écart de la loi de Boyle-Mariotte par une formule analogue à l'équation (1)

$$\rho = K_{\rho} p\,(1 + \beta_{\circ} p)$$

on obtient

$$\frac{n-1}{\rho} = l\,[1 + (\beta - \beta_{\rho})\,p]. \qquad (3)$$

En tirant β_{ρ} des observations de la compressibilité de l'oxygène pour les pressions légèrement inférieures à une atmosphère, faites par Lord Rayleigh (1905), D. Berthelot (1907), Leduc et Sacerdote (1897), Kamerlingh Onnes et Hyndman (1902), on trouve que ses valeurs, réduites à notre température de 16° C, diffèrent peu entre elles et de la valeur $\beta_{\rho}.10^8 = 100$. Alors $\beta - \beta_{\rho}$ reste, sous de faibles pressions, un nombre positif assez grand, comme le montre le tableau III. Par suite de la forte

Tableau III.

Oxygène, $t = 16°$ C.

Intervalle de pressions Δp en mm de Hg	Pression moyenne p en mm de Hg	β	β_{ρ}	$\beta - \beta_{\rho}$
0 — 100	50	0,00004000	0,00000095	0,00003905
100 — 200	150	0,00001340	0,00000095	0,00001245
200 — 300	250	0,00000800	0,00000095	0,00000705
300 — 400	350	0,00000570	0,00000095	0,00000475
400 — 500	450	0,00000450	0,00000095	0,00000355
500 — 600	550	0,00000360	0,00000095	0,00000265
600 — 700	650	0,00000310	0,00000095	0,00000215
700 — 800	750	0,00000270	0,00000095	0,00000175
800 — 1 200	1 000	0,00000250	0,00000099	0,00000151
1 200 — 2 000	1 600	0,00000202	0,00000109	0,00000093
2 000 — 3 000	2 500	0,00000130	0,00000124	0,00000006
2 500 — 3 000	2 750	0, 0000111	0,00000117	—0,00000006

variation de β avec la pression au-dessous d'une atmosphère, on a calculé les valeurs de β qui se trouvent dans la troisième colonne du tableau III, d'après la fonction $p.\ \beta = f\ (p)$, représentée par le tableau II et la figure 1,

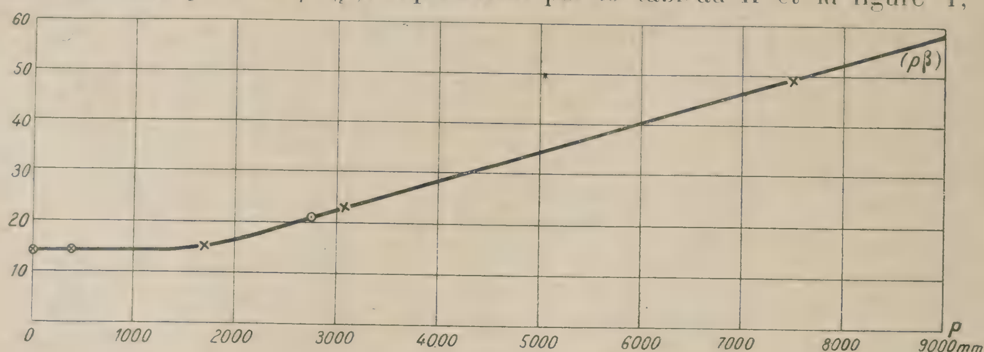


Fig. 1

en posant au-dessous d'une atmosphère $p.\ \beta = 0{,}002003$. Le tableau IV

Tableau IV.

Oxygène, $t = 16°\ C;\ \dfrac{n-1}{\rho} = f\,(p)$.

p	0	100	200	300	400	500	600	700	800	1200	2000	3000
$\dfrac{n-1}{\rho}$	100 00	10 039	10 051	10 059	10 063	10 067	10 070	10 072	10 074	10 080	10 087	10 088

et la courbe O² dans la figure 2 montrent la marche de la réfraction

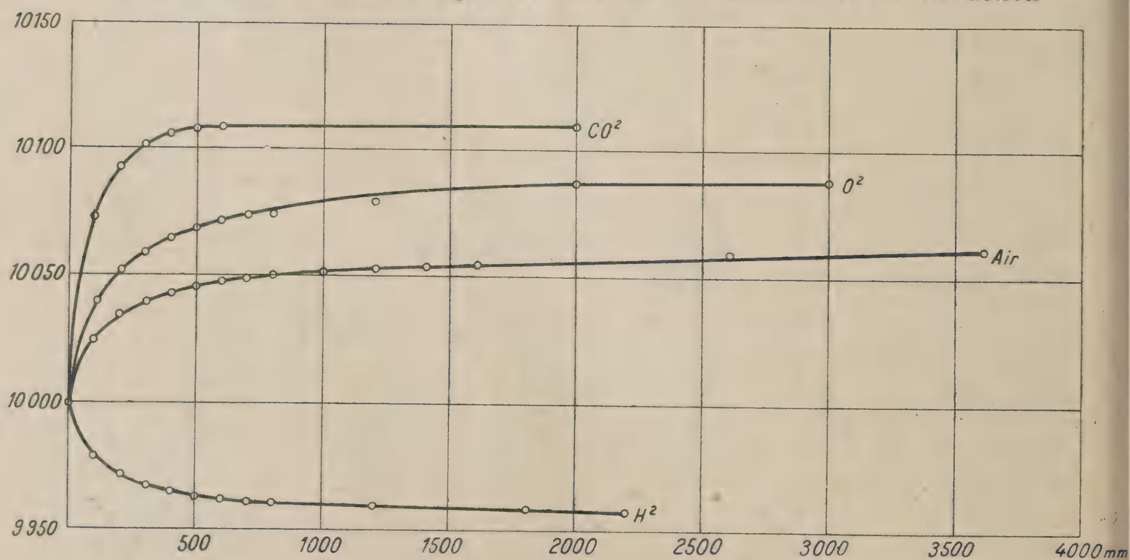


Fig. 2

spécifique de l'oxygène avec la pression : on avait pris arbritrairement pour $p = 0, \frac{n-1}{\rho} = 10\,000$. On voit que la courbe O^2 a une marche semblable à celle de l'air et de l'anhydride carbonique.

3. L'hydrogène. — M. Schacherl a effectué ses mesures sur l'hydrogène dans les mêmes conditions de température etc., à deux reprises. La première série d'observations lui a donné.

$$\left.\begin{array}{l} K.10^6 = 0{,}17447 \pm 0{,}00017 \\ \beta.10^8 = -297 \pm 89 \end{array}\right\} \quad (4a)$$

la seconde série a donné

$$\left.\begin{array}{l} K.10^6 = 0{,}17417 \pm 0{,}00023 \\ \beta.10^8 = -282 \pm 136 \end{array}\right\} \quad (4b)$$

la moyenne est :

$$\left.\begin{array}{l} K.10^6 = 0{,}17436 \pm 0{,}00017 \\ \beta.10^8 = -292 \pm 74 \end{array}\right\} \quad (4)$$

ce qui donne, pour la réfraction dans les conditions normales de température et de pression

$$(n-1).10^6 = 140{,}60 \pm 0{,}15$$

tandis que les meilleures mesures de C. et M. Cuthbertsons et de Koch (1909) ont donné 139,7. Notre méthode d'observation, sur ce point particulier, étant adaptée pour la mesure du paramètre β au-dessous d'une atmosphère est très désavantagée vis-à-vis des observations n'ayant pour but que la mesure de la réfraction $(n-1)$ sous la pression atmosphérique. Par conséquent on peut admettre que le résultat de M. Schacherl est favorable et montre la bonne validité de ses mesures.

Le tableau V indique tout d'abord une différence essentielle entre les

Tableau V

H^2

INTERVALLE DE PRESSIONS Δp en mm de Hg	PRESSION MOYENNE p en mm de Hg	$\beta.10^8$	$p.\beta$	t^o	AUTEUR
0 — 760	380	— 292	— 0,0011	16°	F. Schacherl 1922.
0 — 4 000	2 000	— 85	— 0,0017	20°	Perreau (1).

(1) *Recueil de Constantes Phys.*, p. 197.

valeurs de β pour l'hydrogène et celles pour les autres gaz, les premières étant négatives. Mais, quant aux valeurs absolues, le cas d'hydrogène est tout à fait analogue aux autres : la valeur absolue de β trouvée pour les pressions au-dessous d'une atmosphère est beaucoup plus grande que celle, donné par Perreau (1896), pour les pressions plus élevées. Une analyse plus détaillée montre que cette analogie se rapporte aussi à la marche de β avec la valeur moyenne p des intervalles de pressions respectifs, de sorte que la valeur absolue de β diminue à mesure que la pression moyenne p augmente, le produit $p.\beta$ restant, pour les faibles pressions et surtout au-dessous d'une atmosphère, invariable.

Pour le paramètre β_ρ, nous nous reportons aux mesures de la compressibilité de l'hydrogène faites aux faibles pressions par Lord Rayleigh (1905), Leduc et Sacerdote (1897), D. Berthelot (1907), P. Chappuis (1903), Witkovski (1905), Schalkwijk (1901) ; sa valeur, négative aussi, est sensiblement égale à $\beta_\rho . 10^8 = -77$. La différence $\beta - \beta_\rho$ est alors, ici aussi, un nombre assez considérable, mais négatif, comme on le voit dans le tableau VI, analogue au tableau III, de sorte que la réfraction spécifique de

Tableau VI

Hydrogène, $t = 16°$ C.

INTERVALLE DE PRESSIONS Δp en mm de Hg	PRESSION MOYENNE p en mm de Hg	β	β_ρ	$\beta - \beta_\rho$
0 — 100	50	— 0,00002220		— 0,00002143
100 — 200	150	— 0,00000740		— 0,00000663
200 — 300	250	— 0,00000444		— 0,00000367
300 — 400	350	— 0,00000317		— 0,00000240
400 — 500	450	— 0,00000247		— 0,00000170
500 — 600	550	— 0,00000202	— 0,00000077	— 0,00000125
600 — 700	650	— 0,00000171		— 0,00000094
700 — 800	750	— 0,00000148		0,00000071
800 — 1 200	1 000	— 0,00000135		— 0,00000058
1 200 — 1 800	1 500	— 0,00000110		— 0,00000033
1 800 — 2 200	2 000	— 0,00000085		— 0,00000008

l'hydrogène varie, elle aussi, avec la pression, comme le montre le tableau VII, et la courbe H^2 dans le graphique 2. Mais elle varie en sens contraire de celui des autres gaz étudiés jusqu'ici, ainsi que l'a prévu M. Chèneveau.

4. — La marche inverse de la réfraction spécifique de l'hydrogène exige que les idées qui m'ont permis de faire comprendre sa variation dans le cas de l'air et de l'anhydride carbonique soient complétées, de sorte qu'elles puissent répondre à ces deux cas; M. Chéneveau a, dans son travail, déjà indiqué la voie suivant laquelle cela pourrait être fait, en

Tableau VII. *Hydrogène*, $t = 16°C$, $\frac{n-1}{\rho} = f(p)$,

p	0	100	200	300	400	500	600	700	800	1 200	1 800	2 200
$\frac{n-1}{\rho}$	10 000	9 979	9 972	9 968	9 966	9 964	9 963	9 962	9 961	9 959	9 957	9 957

admettant que le nombre N. des électrons dispersifs par unité de volume, peut, lui aussi, varier avec la pression en augmentant si la pression diminue. En acceptant cette manière de voir, je tiens à remarquer qu'elle est bien d'accord avec les faits expérimentaux. Ainsi par exemple Ladenburg [1], puis Ladenburg et Loria [2] ont montré que l'hydrogène, un des gaz les plus transparents, exerce une forte absorption sélective et une dispersion anomale dans la région de la raie rouge H_α sous une pression de 4 mm environ, s'il est en état d'émission lumineuse. Tandis que normalement le nombre des électrons dispersifs se rapportant à la fréquence ν_{H_α} est sensiblement égal à zéro, le nombre dans l'état d'excitation, est déjà si grand que l'on observe une forte absorption avec dispersion anomale. Mais en mesurant N, les mêmes auteurs ont trouvé qu'il n'y a qu'une molécule sur 50 000 qui possède un électron dispersif H_α. Ainsi, même dans le gaz excité, N est un nombre petit devant le nombre des molécules d'hydrogène et, naturellement, il est encore beaucoup plus petit dans l'état normal. D'autres corps donnent des résultats semblables. Dans ses *Etudes de Photochimie*, (page 81). M. Victor Henri indique, pour la méthylisobutylcétone, qu'une seule molécule sur 1 000 participe à l'absorption ultraviolette de fréquence $\nu = 1\ 109 . 10^{12}$ etc. En général, le nombre des électrons dispersifs est toujours assez petit par rapport au nombre des molécules, il est surtout très petit dans le cas de l'hydrogène.

Supposons maintenant, d'après la théorie de Rutherford-Bohr, que

(1) Über die Absorption des leuchtenden Wasserstoffs. *Ber. der deutsch. phys. Ges.* (1908), p. 550.

(2) Über die Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs. *Ibid.*, p. 858.

l'émission aussi bien que l'absorption des atomes est rigoureusement monochromatique, et soit ν_K la fréquence propre de l'atome dans son état donné. Nous pouvons admettre, comme un fait expérimental, qu'un corps idéal ayant des atomes rigoureusement identiques et de la même fréquence propre ν_K aura, pour la fréquence ν, une réfraction spécifique $R_K = \frac{C_K}{\nu_K^2 - \nu^2}$, C_K étant une constante indépendante des conditions physiques extérieures, de sorte que R est invariable. Soit N_K le nombre d'atomes par unité de volume de ce corps idéal. Un corps réel, par exemple un volume donné de gaz, représentera en chaque instant un mélange de tels corps idéaux, aux concentrations $\alpha_K = \frac{N_K}{\mathfrak{N}}$; $\mathfrak{N} = \Sigma N_K$ étant le nombre total des atomes, ce qui donne $\Sigma\ \alpha_K = 1$. La réfraction spécifique R de ce corps résultera, d'après la loi des mélanges, de l'expression

$$R = \alpha_0 R_0 + \alpha_1 R_1 + \alpha_2 R_2 + \ldots\ldots + \alpha_K R_K = \sum_{K=0}^{n} \alpha_K R_K$$

la concentration α_0 correspond au corps idéal dont les atomes se trouvent au zéro d'énergie interne et ne peuvent ni émettre ni absorber la radiation : leur réfraction spécifique R_0 est alors égale à zéro.

Sous conditions données de température et de pression tous les α changeront incessamment, d'après la loi de hasard, mais leurs valeurs moyennes resteront invariables, R ne variera pas. Mais R variera aussitôt que, par la variation de la pression, par exemple, ces changements des α prennent un sens donné.

Et en effet, selon les idées de M. Perrin qui ont servi de point de départ dans mon analyse primitive ([1]), on est conduit à admettre une augmentation de l'énergie interne des atomes à mesure que leurs distances moyennes augmentent, ce qui va se voir sur les α de deux manières : 1° le nombre d'atomes d'énergie zéro va diminuer, α_0 diminue et $\sum_{K=1}^{n} \alpha_K$ croît; 2° toutes les valeurs des rapports $\alpha_h : \alpha_K$ croissent, si l'on suppose $\nu_h > \nu_K$.

Examinons maintenant la réfraction spécifique de l'hydrogène, pour la fréquence ν de la raie verte de mercure. A la pression atmosphérique α_0 est, d'après ce qu'on a dit plus haut, très grand. $\sum_{K=1}^{n} \alpha_K$ est alors très petit. La grande transparence du gaz prouve que toutes les fréquences propres

([1]) *Journal de Phys.*, *l. c.*, p. 91.

d'atomes ν_K sont très grandes par rapport à la fréquence ν, alors tous les R_K sont très petits, mais peu différents entre eux. Si maintenant la pression diminue, α_0 diminue, $\sum_{K=1}^{n} \alpha_K$ augmente, une faible diminution relative de α_0 produisant un fort accroissement relatif de $\sum_{K=1}^{n} \alpha_K$. Alors la somme des produits $\sum_{K=1}^{n} \alpha_K R_K$ va grandir ; ce sont, il est vrai, les termes R_h plus petits dont les facteurs α_K gagnent aux dépens des facteurs α_K liés aux termes R_k plus grands ; mais ceci n'a que très peu d'importance, puisque nous admettons que les R_h sont très peu différents les uns des autres. Ceci correspond bien au fait que la réfraction spécifique R de l'hydrogène croît si sa pression diminue au-dessous d'une atmosphère.

Pour un autre gaz, l'oxygène par exemple, les fréquences propres ν_K de ses atomes sont, à la pression atmosphérique, plus proches de ν et alors les réfractions R_k sont plus grandes et plus inégales entre elles. Aussi la somme $\sum_{K=1}^{n} \alpha_K$ est plus grande par rapport à α_0 que dans le cas de l'hydrogène. Alors la réfraction spécifique R de l'oxygène est plus grande que celle de l'hydrogène. Si maintenant la pression diminue, α_0 diminue, $\sum_{K=1}^{n} \alpha_K$ augmente. Mais ici une faible diminution relative de α_0 ne produisant qu'un médiocre accroissement relatif de $\sum_{K=1}^{n} \alpha_K$, la somme des produits $\sum_{K=1}^{n} \alpha_K R_K$ va diminuer ; le fait que ce sont les facteurs α_h des termes R_h plus petits qui y gagnent en dépit des facteurs α_K des termes R_K plus grands est devenu prépondérant. Ceci s'accorde avec la variation de la réfraction spécifique R de l'oxygène, qui diminue si sa pression diminue au-dessous d'une atmosphère.

La variation de la réfraction spécifique, interprétée ainsi, sert de preuve expérimentale de l'existence des changements interatomiques ayant lieu sous des actions même beaucoup plus simples que ne l'est par exemple l'excitation d'un gaz par une décharge électrique. Il serait, sans doute, important de continuer les mêmes mesures avec un des gaz monoatomiques, l'hélium par exemple.

Résumé. — **1**. On a montré, en partant de l'équation $n - 1 = Kp(1 + \beta p)$, où n est l'indice de réfraction d'un gaz sous pression, que les valeurs du paramètre β, trouvées par M. Safranek pour l'oxygène et par

M. Schacherl pour l'hydrogène, au-dessous d'une atmosphère, sont numériquement beaucoup plus grandes que celles qui ont été trouvées par des auteurs antérieurs, sous des pressions plus élevées.

2. D'une manière analogue au cas de l'air et de l'anhydride carbonique, on a constaté au-dessous d'une atmosphère et sensiblement peu au-dessous, une proportionnalité inverse entre β et la valeur moyenne p de l'intervalle correspondant de pression. pour les intervalles plus élevés β diminue de plus en plus lentement avec la pression croissante. Pour l'hydrogène on doit y entendre la valeur absolue de β, sa valeur vraie étant négative.

3. Il suit des valeurs des paramètres β et des données expérimentales sur la compressibilité des gaz, une variation de leur réfraction spécifique, au-dessous et sensiblement peu au-dessous d'une atmosphère. La marche de cette variation est représentée par des courbes monotones. tout-à-fait analogues à celles trouvées auparavant pour l'air et l'anhydride carbonique, avec la seule différence importante que la courbe de l'hydrogène a une marche inverse : pour les autres gaz la réfraction spécifique croît avec la pression, et très vite pour les pressions très faibles, en devenant invariable sous deux ou trois atmosphères, la réfraction spécifique de l'hydrogène diminue d'une manière analogue avec la pression croissante.

4. On a pu, en se fondant sur les idées de la théorie atomique de Rutherford-Bohr, donner une explication qualitative satisfaisante de cette variation de la réfraction spécifique avec la pression.

Manuscrit reçu le 20 juillet 1923



LA CONCENTRATION EN IONS HYDROGENE (¹)

par M. E. DARMOIS

1. Introduction. — La théorie des ions a permis de préciser les notions d'acidité et de basicité. La solution d'un acide HA doit contenir ; 1° l'acide non dissocié ; 2° des ions A^- et H^+. On a pu montrer, d'autre part, que nombre de réactions des acides (vitesse d'hydrolyse des éthers-sels, inversion du sucre etc.) dépendaient de la concentration en ions H^+, la vitesse de réaction étant, dans certains cas, approximativement proportionnelle à cette concentration. Dans une solution acide, il est donc nécessaire de distinguer : 1° la quantité totale d'acide dissous, chimiquement dosable, qui caractérisera l'*acidité totale* : 2° la quantité d'ions H^+ réellement présents par unité de volume, qui représentera *l'acidité réelle ou actuelle*. Ce n'est que pour les acides totalement dissociés en leurs ions que les deux concentrations coïncident : c'est le cas des acides minéraux dits *forts*, en solution étendue. Au contraire, beaucoup d'acides minéraux et la presque totalité des acides organiques sont peu dissociés ; les deux concentrations ont dans ce cas des valeurs nettement différentes.

Le rôle de l'acidité pour le développement des fermentations et cultures microbiennes avait été pressenti par Pasteur, qui fit à se sujet quelques remarques qualitatives. Le chimiste danois S. P. L. Sorensen est le premier qui ait montré le rôle primordial de la concentration en ions H^+ dans les réactions diastasiques. Son travail : « Sur la mesure et l'importance de la concentration en ions H^+ dans les réactions enzymatiques » est de 1909. Il est fondamental ; Sorensen y expose surtout les méthodes de mesure de la concentration des ions H^+. Depuis ce premier travail, un nombre considérable de mémoires ont été publiés sur la question. Une première mise au point, due à Michaelis, a paru en Allemagne, en 1914. Une nouvelle, due à W. M. Clark, a été publiée aux États-Unis en 1920 ; réimprimé en 1921, l'ouvrage a eu une 2ᵉ édition en 1922 (²).

(¹) Conférence faite devant la Société française de Physique (section de Nancy). — Séance du 3 Mai 1923.

(²) *The determination of hydrogen ions* (Williams et Wilkins, Baltimore). Une analyse de la 2ᵉ édition a paru dans le *Journal de Physique*, t. 4, (1923), p. 395 D.

Les nouvelles méthodes de mesure sont surtout importantes pour les biologistes : nous verrons que les chimistes en ont tiré de nouveaux procédés d'analyse et les physiciens, des idées nouvelles sur la constitution des solutions. Nous exposerons successivement les deux méthodes principales : électrométrique et colorimétrique, en passant assez rapidement sur les détails qu'on peut trouver dans les traités de physique. Nous insisterons un peu plus sur les difficultés d'interprétation des mesures et rappellerons d'abord, au sujet de la dissociation électrolytique, quelques résultats classiques, utiles pour l'intelligence de ce qui va suivre.

A. Rappel de quelques résultats fondamentaux.

2. **Notation** p_H. — **Définition.** — Soit un acide HA, monoacide ; en solution dans l'eau, il se dissocie conformément à l'équation d'équilibre.



$$HA \rightleftarrows H^+ + A^-.$$

Si on représente, comme il est d'usage, les concentrations *moléculaires* par les symboles [HA] etc., la loi d'action de masses, *supposée exacte*, fournit la relation.

$$\frac{[H^+]\,[A^-]}{[HA]} = K_a, \qquad (1)$$

où K est, à température fixe, une constante caractéristique de l'acide, la constante de dissociation. La concentration de l'acide mis en solution, que nous désignerons par $[\mathfrak{A}]$, est supérieure à [HA], concentration de l'acide non dissocié. Comme une molécule d'acide donne par dissociation un ion H^+ et un ion A^-, on a $[H^+] = [A^-]$ et

$$[\mathfrak{A}] = [HA] + [H^+]. \qquad (2)$$

Le degré de dissociation de l'acide est $\gamma = \frac{[H^+]}{[\mathfrak{A}]} = \frac{[A^-]}{[\mathfrak{A}]}$. La relation (1) peut alors s'écrire :

$$\frac{[\mathfrak{A}]\,\gamma^2}{1-\gamma} = K_a. \qquad (1')$$

C'est la relation d'Ostwald. Le degré de dissociation étant, d'après la théorie, égal au rapport $\frac{\lambda}{\lambda_\infty}$ de la conductibilité équivalente à sa valeur limite, est possible de soumettre la relation (1) au contrôle de l'expérience. On sait que, pour les acides organiques faibles, du type acide acétique, en solution étendue, la formule se vérifie dans un certain domaine de concen-

tration; K_a est généralement un nombre fort petit. Si l'on compte les concentrations, comme il a été spécifié, en molécules par litre, pour l'acide acétique à 18°, on a $K_a = 1.8.\ 10^{-5}$.

Des relations ci-dessus, on tire de suite :

$$\frac{[H+]^2}{[\mathfrak{A}] - [H+]} = K_a \qquad (3)$$

qui donne, pour chaque dilution de la solution, la valeur de $[H+]$. A cause de la petitesse de K_a, l'équation (3) est équivalente à

$$[H+]^2 = K_a [\mathfrak{A}]\ (^1)\ (3').$$

Ce qui montre que $[H+]$, concentration des ions hydrogène, est toujours très faible. Elle s'exprime par une puissance négative élevée de 10. Le maniement de ces faibles valeurs de $[H+]$ étant incommode, Sorensen a proposé de prendre une échelle logarithmique et de poser

$$\log \frac{1}{[H+]} = p_H.$$

Le nombre p_H, *indice ou exposant d'(ion) hydrogène*, est ainsi positif et de l'ordre de quelques unités.

Quelles valeurs doit-on s'attendre à rencontrer pour p_H? Les solutions étudiées étant aqueuses, il faut se rappeler que l'eau est elle même dissociée en ses ions suivant l'équation :



$$H^+ + OH^- \rightleftarrows H^2O$$

et que l'on doit avoir :

$$[H+]\ [OH-] = K_o\ (^2) \qquad (4)$$

K_o, constante de dissociation de l'eau, a été mesurée de diverses manières (³); elle varie avec la température. On admet que, à 25°C, sa valeur est voisine de 10^{-14}, de sorte que, pour l'eau pure, on doit avoir $[H+] = [OH-] = 10^{-7}$, ou $p_H = 7$. Si on dissout dans l'eau un acide, $[H+]$ augmente, $\log \frac{1}{[H+]}$ diminue ; les solutions acides auront un $p_H < 7$.

La notation p_H peut s'employer également pour les bases. D'après (4), pour une solution basique, on aura $p_H > 7$. La connaissance de $[H+]$

(¹) Au dénominateur de l'équation (3), (H+) est négligeable vis-à-vis de ($\mathfrak{A}$).

(²) $[H^2O]$ est constante, $\frac{1000}{18,02} = 55$ environ à la température ordinaire.

(³) En particulier par Sorensen (*loc. cit.*, p. 161) ; l'auteur y discute de plus les mesures antérieures.

fournira celle de $[OH^-]$. Le tableau suivant donne la correspondance entre les concentrations et les p_H.

	RÉACTION ACIDE			NEUTRALITÉ	RÉACTION BASIQUE		
$[H+]$	10^{-1}	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	10^{-11}	10^{-13}
$[OH-]$	10^{-13}	10^{-11}	10^{-9}	10^{-7}	10^{-5}	10^{-3}	10^{-1}
p_H	1	3	5	7	9	11	13

On y remarque de suite le seul inconvénient que l'on puisse reprocher à l'échelle des p_H : les valeurs de p_H *augmentent* alors que l'acidité *diminue*.

3. — Variation de p_H dans la neutralisation d'un acide faible (ou d'une base faible). — Les considérations précédentes ne sont applicables qu'aux acides faibles pour lesquels la loi d'Ostwald est exacte, au moins dans un certain domaine de concentration. Nous continuerons à nous placer dans ce cas.

Si, à un tel acide AH, on ajoute de la soude, le sel ANa (acétate de sodium, par exemple) se comporte comme fortement dissocié. Si on admet qu'en solution étendue, il l'est totalement alors que l'acide l'est très peu (1), on peut écrire approximativement $[A^-] = [S]$, où $[S]$ est la concentration du sel formé.

On a alors :

$$\frac{[H+]}{K_a} = \frac{[HA]}{[A-]} = \frac{[HA]}{[S]}.$$

Soit α *la fraction de l'acide convertie en sel* par addition de soude, on a

$$\alpha = \frac{[A-]}{[\mathcal{A}]} = \frac{[A-]}{[HA]+[A-]}, \qquad \text{ou} \qquad \frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{[A-]}{[HA]} = \frac{K_a}{[H+]}.$$

D'où la relation importante :

$$p_H = \log\frac{1}{K_a} + \log\frac{\alpha}{1-\alpha} \tag{5}$$

qui représente la variation de p_H en fonction de α dans la neutralisation de l'acide de constante K_a. La forme générale de cette courbe est indiquée (en traits pleins) dans la fig. 1. On a supposé que les abscisses représentent des cm³ de NaOH, 10 cm³ étant nécessaires pour la neutralisation totale;

(1) Les ions (A−) proviennent alors uniquement du sel.

la relation (5) montre que la forme de cette courbe est *la même pour tous les acides faibles* ; les différentes courbes sont simplement déplacées dans le sens de p_H quand on passe d'un acide à l'autre. L'ordonnée moyenne

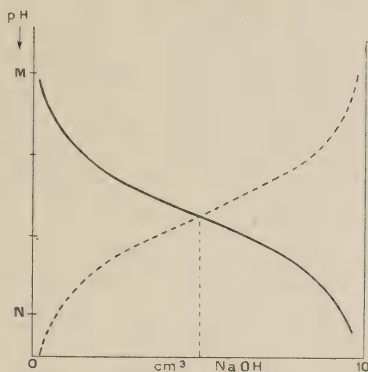


Fig. 1.

(demi-neutralisation) est $\log \frac{1}{K_a}$. Pour l'acide acétique, c'est $5 - \log 1{,}8 = 4{,}74$.

Quand on a ajouté 5 p. 100 de la soude nécessaire, on a $p_H = \log \frac{1}{K_a} + \log 5 - 2$, soit environ $\log \frac{1}{K_a} - 1{,}5$. Au contraire, quand on a ajouté 95 p. 100 de la soude, on a $p_H = \log \frac{1}{K_a} + 1{,}5$. On voit sur la courbe que la distance MN vaut effectivement 3 unités de p_H. L'équation (5) n'est qu'approximativement exacte; si on compare les p_H calculés par (5) à ceux effectivement mesurés dans la neutralisation de l'acide acétique par la soude, la différence ne dépasse guère 0,1 [1].

Les résultats précédents s'appliquent de suite à la neutralisation d'une base faible BOH par HCl. Soit K_b la constante de dissociation de la base, on doit avoir

$$[B+]\,[OH-] = K_b\,[BOH].$$

En utilisant (4), on en tire facilement

$$p_H = 14 + \log K_b - \log \frac{[B+]}{[BOH]},$$

qui se transforme, comme plus haut, approximativement en

$$p_H = 14 - \log \frac{1}{K_b} + \log \frac{1-\alpha}{\alpha}. \qquad (6)$$

(1) Walpole, *Am. Chem. Soc.*, t. **105** (1914), p. 2 501.

La courbe qui donne p_H en fonction de x, fraction de base convertie en sel, est encore égale à la précédente, mais disposée comme l'indique la courbe pontillée de la figure 1.

4. **Effet tampon. Mélanges-tampons.** — C'est au voisinage de la demi-neutralisation que p_H varie le plus lentement (inflexion de la courbe). L'acidité du mélange acide acétique — acétate de Na est assez lentement variable par addition de soude ou d'acide. On connaît des milieux dont l'acidité est encore plus constante. La figure 2 montre la variation de p_H dans la neutralisation

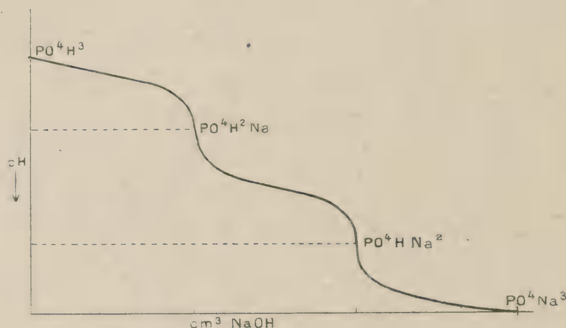


Fig. 2.

de l'acide phosphorique; on y rencontre des domaines où p_H varie très lentement. Fernbach et Hubert [1] ont proposé d'appeler « tampon » cet effet spécial qui s'oppose à la variation trop brusque de p_H. Les mélanges d'un acide monobasique avec son sel (ou avec la soude) sont dans ce cas. Sorensen a indiqué une série de mélanges où p_H varie lentement avec la composition; ce sont les *mélanges-tampons* [2]. L'un de ces mélanges étant donné, on peut montrer de plus que, en le diluant, on fait varier fort peu son p_H. L'équation (5), en effet, ne renferme pas les concentrations; p_H est donc approximativement constant. Pour l'acide seul, nous avons vu que la dilution faisait varier $[H^+]$ comme $\sqrt{[\mathfrak{A}]}$ (formule 3'). Ce résultat est d'ailleurs en défaut pour les acides aminés, qui sont beaucoup plus résistants à la dilution, par exemple, le glycocolle.

$[\mathfrak{A}]$	1.0	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
p_H	6,089	6,096	6,155	6,413	6,782

(1) *C. R.*, t. **131** (1900), p. 293.
(2) Puffergemische. — Buffer mixtures.

5. **Difficultés relatives aux électrolytes forts** — Le Journal de Physique a publié récemment [1] une analyse succincte des travaux des dix dernières années sur cette importante question. Nous prions le lecteur de s'y reporter pour plus de détails. Pour les bons électrolytes, les difficultés consistent en : 1° valeurs différentes du facteur de dissociation obtenues par les différentes propriétés ioniques (pression osmotique, etc.), 2° inapplicabilité complète de la loi d'action de masses sous la forme classique, 3° existence de propriétés indépendantes du facteur de dissociation.

Un certain nombre d'auteurs ont cherché à donner une théorie nouvelle des électrolytes forts. L'idée commune à tous est que les électrolytes forts sont complètement dissocés en solution, à toute dilution. Les propriétés variables avec la dilution s'expliquent par une diminution de la mobilité en solution concentrée, par suite des actions électriques entre ions. Il est nécessaire de corriger, de plus, la loi d'action de masses. Sous sa forme ordinaire, elle suppose que la masse active est proportionnelle à la concentration. Lewis a proposé de lui garder sa forme et de définir, à l'aide de la formule qui représente l'énergie libre de la réaction, une quantité nouvelle, « l'activité », qui remplacera la concentration [2]. On aura $a < c$; le rapport $\frac{a}{c}$ sera le coefficient d'activité. Pour les ions des électrolytes forts, la concentration est un multiple de celle de l'électrolyte ($\gamma = 1$). Comme « l'activité » a est définie à propos du calcul de l'énergie libre de la réaction, elle intervient donc dans la force-électromotrice d'une combinaison qui utilise la réaction en question. Par exemple, Lewis a mesuré les forces électromotrices des combinaisons H^2 | HCl à concentration variable | AgCl | Ag pour une concentration de HCl variant de 0,0005 à 16,0 [3]. La force électromotrice d'une telle combinaison est de la forme $E_o + k \log a$, où a est l'activité de l'ion H^+. Si on se fixe une activité unité, correspondant à une concentration donnée de HCl, on peut évaluer les autres. La formule de Nernst donnée plus loin et qui renferme le rapport de deux concentrations $[H^+]$, est conservée avec le rapport des activités. En fait, on possède actuellement des mesures du coefficient d'activité pour un très grand nombre d'électrolytes ; il dépend, conformément à la théorie, de la concentration totale en ions [4].

(1) T. **4**, juillet 1923, p. 383 D. La conférence-rapport de M. Bauer sur le même sujet paraîtra prochainement.

(2) *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. **61** (1907), p. 129 et plusieurs mémoires dans le même journal.

(3) *Am. Chem. Soc.*, t. **43** (1921), p. 1112.

(4) Voir, par exemple, les tableaux donnés dans un travail de Brönsted, *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. **102** (1922), p. 169.

Ces premières difficultés ont une conséquence importante. Nous verrons plus loin qu'il est nécessaire de pouvoir définir une solution acide possédant une certaine concentration en ions H^+. Cette concentration ne peut être définie que si on connaît la concentration de l'acide et son facteur de dissociation. Or, celui-ci est variable suivant la méthode de mesure ; il faut donc en admettre un. Sorensen (*loc. cit.* p. 154) a déduit les valeurs fondamentales de l'étude d'une série de solutions de HCl + NaCl, contenant une quantité totale de chlore constante. Il admet, conformément à la théorie d'Arrhénius, que toutes ces solutions ont le même facteur de dissociation, qu'il *déduit des mesures de conductibilité de Kohlrausch*.

Nous signalerons plus loin une autre difficulté concernant « l'effet de sel » et qui se rattache d'ailleurs à la notion d'activité. Clark a jugé prudent : 1° de normaliser un peu arbitrairement les valeurs expérimentales de $[H^+]$, 2° de continuer provisoirement à utiliser les concepts simples de la théorie électrolytique. Pour l'étude des électrolytes faibles et des indicateurs, ces concepts sont d'ailleurs très suffisants.

B. — Méthode électrométrique.

6. Principe. — D'après Nernst, il existe, au contact d'un métal et d'une solution d'un de ses sels, une différence de potentiel de la forme $E = \frac{RT}{nF} \log. P + K$, où les lettres ont leur signification habituelle, P représentant en particulier la pression osmotique des ions du métal dans la solution ; K est une constante pour un métal donné. Cette formule s'applique à tous les métaux ; elle s'applique également au contact de l'hydrogène et d'un acide (sel de H^2). L'expérience a montré que l'hydrogène occlus dans le noir de platine réalise une électrode analogue à celle constituée par un métal massif. La pression du gaz H^2 au-dessus de l'électrode étant donnée, la différence de potentiel entre l'électrode et une solution acide ne dépend que de la concentration des ions H^+ dans la solution.

On forme alors une chaîne avec deux solutions acides de concentrations $[H^+]_1$ et $[H^+]_2$; la différence de potentiel entre deux électrodes de H^2 plongeant dans les solutions doit être

$$\Delta E = \frac{RT}{F} \log_e \frac{[H^+]_1}{[H^+]_2} = \frac{RT}{0,4343 F} (p_{H1} - p_{H2}).$$

ΔE est mesurable par expérience ; si on connaît p_{H_1}, on pourra calculer p_{H_2}. On voit qu'il faut connaître le p_H d'une solution type. Le système de conventions utilisé est alors le suivant :

I. On prend comme zéro de potentiel *l'électrode normale à hydrogène*, électrode de H^2 située sous une pression de 1 atmosphère, en contact avec une solution contenant 1 g d'ion H^+ par litre ([1]). Il est nécessaire de supposer que la différence de potentiel électrode-solution est zéro *à toutes températures* (Lewis).

II. Cette électrode est impossible à employer dans les mesures ; on lui substitue l'électrode au calomel c'est-à-dire la demi-chaîne Hg | Hg Cl | solution de KCl. La solution de KCl employée est, soit décinormale, soit normale, soit saturée. La différence de potentiel entre cette électrode et l'électrode normale a été mesurée par différents observateurs ; sa valeur dépend de la concentration de KCl ([2]). Les différentes mesures ont été discutées par Clark qui propose d'admettre les valeurs suivantes :

Electrode décinormale.

Température centigrade	18°	20°	25°	30°	37°5	40°
Différence de potentiel H^2 *n*/calomel	0,3380	0,3379	0,3376	0,3373	0,3364	0,3360

Electrode normale.

Température centigrade	18°	20°	25°	30°
Différence de potentiel H^2 *n*/calomel	0,2864	0,2860	0,2848	0,2836

Electrode saturée.

Température centigrade	18°	20°	25°	38°
Différence de potentiel H^2 *n*/calomel	0,2506	0,2492	0.2464	0,2457

L'usage de l'électrode saturée présente un gros avantage : on effectue, dans la plupart des cas, la connexion des deux électrodes à H^2 et au calomel par un vase ou un siphon plein de KCl saturé. On n'a donc pas de précautions à prendre pour éviter le mélange des deux solutions de KCl au contact. Mais les valeurs de la différence de potentiel correspondante sont moins sûres que celles de l'électrode décinormale. Celle-ci a toujours été employée dans les recherches de précision. On peut d'ailleurs calibrer de temps en temps l'électrode saturée, beaucoup plus commode pour un travail en série, avec l'électrode décinormale.

III. Le mercure de l'électrode au calomel est positif par rapport au platine de l'électrode de H^2. Supposons, par exemple, que l'on compare une

([1]) C'est à peu près SO^4H^2 2*n* ou HCl 1,25 *n*.
([2]) Les mesures de Sorensen déjà citées ont été faites avec l'électrode décinormale.

solution $\frac{1}{m}$ normale en ion H^+ à la solution normale, l'ordre des potentiels sera le suivant :

$$E_1 \left\{ \begin{array}{lll} \text{Hg de l'électrode au calomel } \frac{1}{10}\, n. & & \\ \text{Pt} & — & \text{à } H^2\, n. \end{array} \right. \qquad \Delta E \left\{ \begin{array}{lll} \text{Pt} & — & \frac{1}{m}\, n. \end{array} \right\} E.$$

E_1 est donné par le tableau ci-dessus; E est la différence de potentiel mesurée par expérience; $\Delta E = E - E_1$ représente la différence de potentiel envisagée plus haut entre deux solutions acides de concentrations $[H^+]$ différentes. D'après la convention (I), on a $[H^+]_1 = 1$ et $p_{H1} = 0$. Le p_H de la solution en expérience sera donné par $\Delta E = \frac{RT}{F} \cdot p_H$. En substituant à R et F leurs valeurs 8,3158 joules et 96 500 coulombs, on a finalement

$$p_H = \frac{\Delta E}{0{,}000\,198\,4\,T} \qquad (7)$$

7. **Procédé de mesure.** — La différence de potentiel de l'association

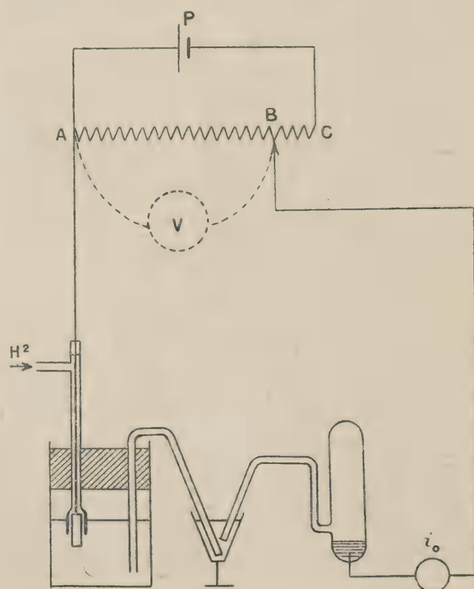


Fig. 3.

calomel-solution est mesurée par la méthode classique d'opposition. Les deux électrodes sont réunies par un vase contenant une solution de KCl. La fig. 3 représente le schéma des appareils. Comme indicateur de zéro i_0, on

a employé presque exclusivement le galvanomètre ou l'électromètre capillaire. Pour choisir le galvanomètre, il faut se rappeler que le circuit dans lequel il est inséré peut avoir une résistance très considérable (1 000 à 2 000 ohms) d'où des conditions nécessaires pour la sensibilité. Le dispositif potentiométrique ABC est soit construit avec des boîtes de résistances, soit constitué par un contact glissant (ou plusieurs). De tels potentiomètres sont fournis par les constructeurs. La pile P est, pour les mesures précises, une pile Weston, construite avec les précautions d'usage.

Quand l'équilibre a été obtenu, on peut, si la force électromotrice de P est connue, calculer ΔE. Pour des mesures moins précises, certains chercheurs insèrent entre A et B un voltmètre qui donne directement ΔE (système voltmètre-potentiomètre). Ce voltmètre est même pris par certains, comme instrument de zéro, avec des connexions en conséquence (1).

8. **Electrodes.** — *Electrodes d'hydrogène.* — Elles contiennent une feuille de platine, d'or, ou de platine doré, sur laquelle on dépose du noir de platine (2) ; le dépôt doit être uniforme et résister à un courant d'eau. L'électrode est contenue dans un vase de verre dont la forme est variable suivant les auteurs. Ce vase doit permettre de saturer la solution d'hydrogène gazeux sous la pression atmosphérique. Le vase doit être facile à rincer avec le liquide étudié avant usage. La fig. 4 représente, à gauche, l'électrode de Clark ; à droite, celle de Hildebrand.

Dans celle de Clark, le liquide à étudier baigne la feuille de platine F ; par B, le tube est en relation avec un réservoir d'hydrogène ; une agitation continue du vase (3), relié à l'électrode au calomel par une jonction souple, assure la saturation. Le robinet R_1 établit la communication entre les deux électrodes au moment de la mesure.

Dans l'électrode de Hildebrand, le courant d'hydrogène arrive par le tube T et circule dans la solution. La feuille de platine a la forme représentée à gauche ; elle ne baigne qu'à moitié dans le liquide, grâce à l'échancrure de la cloche de verre. Des formes plus simplifiées encore ont été essayées dans divers buts (titrages).

L'hydrogène électrolytique peut être employé ; il peut être préparé au laboratoire par électrolyse de NaOH à 10 p. 100 avec des électrodes de

(1) Ex. : appareil de MM. Kling et Lassieur, *Chimie et Industrie*, t. 10, août 1923, p. 221-244.

(2) Electrolyse du chlorure de platine à 1 pour 100 ; il est recommandé d'avoir un courant suffisant pour dégager des gaz à chaque électrode. La lame noircie sert ensuite de cathode pour électrolyser SO^4H^2 étendu ; elle est ensuite lavée à l'eau et utilisée de suite.

(3) Monté sur un support à excentrique.

nickel. On retient CO^2 par NaOH et on fait passer le gaz sur de l'amiante platinée rougie ou dans du permanganate alcalin.

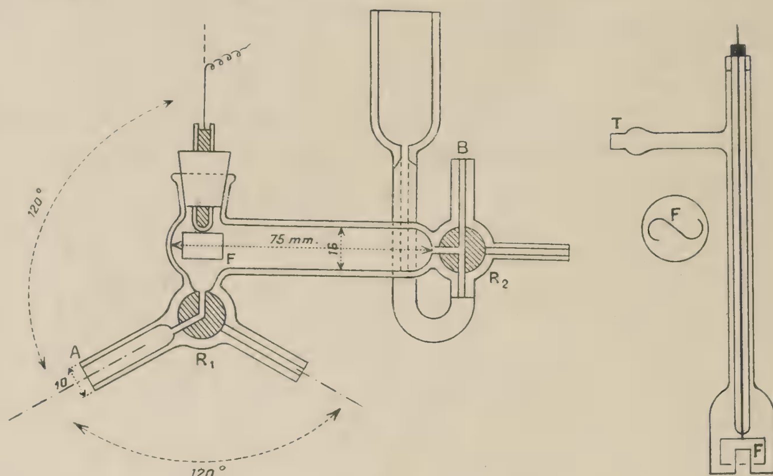


Fig. 4.

Electrodes au calomel. — Leur forme aussi est fort variable. Elles comprennent toujours une couche de mercure surmontée d'une couche de calomel. Le mercure doit être pur; la purification a lieu par les moyens connus ([1]). La meilleure préparation du calomel est l'électrolyse d'une solution normale de HCl avec anode de Hg et cathode de Pt. En agitant mécaniquement le mercure, on obtient un calomel très pur, mélangé de

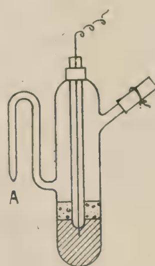


Fig. 5.

fines gouttelettes de Hg. La même émulsion s'obtient avec le calomel préparé par voie chimique, quand on l'agite pour le purifier avec du mercure. On doit finalement laver l'ensemble avec la solution de KCl employée pour l'électrode.

La fig. 5 représente une des électrodes les plus simples. La solution

([1]) La distillation dans le vide avec rentrée d'air, qui oxyde les métaux étrangers, est recommandable.

de KCl affleure en A. Dans l'électrode de Clark, le contact de KCl saturé (de l'électrode) avec le liquide acide a lieu par une large surface dans le tube A de la figure 4.

9. Causes d'erreur et corrections de la méthode électrométrique. — Nous supposons évitées les erreurs de technique (mauvais contact au potentiomètre, bulles d'air dans le circuit électrolytique, sensibilité insuffisante de l'appareil de zéro, etc...).

Correction barométrique. — La pression du gaz dans l'électrode n'est pas toujours 1 atmosphère ; on doit admettre que la concentration de H^2 dans le platine varie avec cette pression et détermine une variation de la constante K de la formule de Nernst.

La formule $\delta E_p = \frac{RT}{2F} \log_e \left(\frac{1}{P}\right)$ (P en atmosphères) donne la correction à faire subir à la différence de potentiel mesurée. Cette formule est démontrable théoriquement (1) et on peut la considérer comme vérifiée par l'expérience. Une augmentation de pression augmente la concentration de l'hydrogène dans l'électrode négative de la pile calomel | H^2 c'est-à-dire augmente la différence de potentiel totale. Pour $P < 1$ atm et l'électrode à KCl saturé à 25° C ; on a

$$p_H = \frac{E + \delta E_p - 0{,}2464}{0{,}000\,198\,4\,T}.$$

Suivant la précision des expériences on peut, soit négliger cette correction, soit introduire dans P toutes les complications nécessaires (soustraction de la tension de vapeur de la solution, mercure normal). A 18° C, une variation de P égale à 20 mm de Hg produit un δE égal à 0,6 millivolt.

10. Correction de la différence de potentiel aux contacts liquides. — Nous avons supposé que, dans l'association des deux électrodes, la différence de potentiel au contact des deux liquides H^+ | KCl était nulle. On

(1) Deux électrodes à pressions différentes en contact avec le même liquide présenteront une différence de potentiel qui peut s'écrire $\frac{RT}{F} \log_e \frac{[H]_1}{[H]_2}$, où [H] désigne la concentration de l'hydrogène atomique dans l'électrode. On admet que cette concentration est liée à celle $[H^2]$ dans le gaz par $\frac{[H][H]}{[H^2]} = K_t$. On obtient $[H] = \sqrt{K_t[H^2]}$ c'est-à-dire $E = \frac{RT}{F} \log_e \sqrt{\frac{[H^2]_1}{[H^2]_2}} = \frac{RT}{2F} \log_e \frac{[H^2]_1}{[H^2]_2}$, d'où la correction δE_p entre les deux pressions 1 et P.

possède, au sujet de cette différence de potentiel, un certain nombre de résultats expérimentaux et théoriques.

α. *Faits d'expérience.* — Il est établi que la différence de potentiel totale de la chaîne calomel H² dépend de la nature du contact liquide et, dans certains cas, du temps. Par exemple, dans une chaîne du genre $M \mid MR \underset{A}{\mid} M'R' \underset{B}{\mid} MR \mid M$, on devrait observer une force électromotrice nulle à cause de la symétrie. Or une force électromotrice apparaît dans certains cas : 1° si le contact A est constamment renouvelé et si B est laissé immobile ; 2° si l'on met une membrane de parchemin en A et non en B [1]. La différence de potentiel avec parchemin n'est pas la même que celle avec contact libre [2].

Dans un travail de 1911 dont nous parlons plus loin, Bjerrum a proposé d'interposer une couche de sable entre les deux liquides [3] ; la variation de la différence de potentiel, qui atteignait 3 millivolts en une heure avec contact libre était réduite à une fraction de millivolt. L'emploi du sable n'a pas semblé bon, par contre, à d'autres chercheurs [4] qui préfèrent employer un contact constamment renouvelé en faisant couler, par exemple, l'un des liquides dans l'autre. Les résultats obtenus sont bien reproductibles.

β. *Résultats théoriques.* — La différence de potentiel au contact de deux électrolytes peut être calculée à l'aide des hypothèses de la théorie des piles de Nernst. Quelques résultats sont classiques : 1° Pour deux solutions de concentrations différentes du même électrolyte binaire [5], la différence de potentiel est $E = \frac{U - V}{U + V} \frac{RT}{F} \log_e \frac{c}{c'}$. On sait que, précisément pour KCl, on a sensiblement $U = V$, d'où une force électromotrice négligeable entre deux solutions de KCl de concentrations différentes.

2° Pour deux solutions de compositions différentes, Planck et Henderson ont successivement proposé deux formules permettant le calcul de E [6]. Dans le mémoire déjà cité de 1911, Bjerrum établit plus simplement la formule de Henderson et montre que c'est elle qu'on doit employer pour

(1) Chanoz, *C. R.*, t. **140**, p. 1 025 ; t. **141**, p. 184, 243, 759.
(2) Prideaux, *Chem. News*, t. **109**, p. 291.
(3) *Zeits, f. Elektroch.*, (1911), p. 58.
(4) Lewis, *Amer. Chem. Soc.*, t. **39** (1917), p. 2 245.
(5) Nernst, *Theoretische Chemie*.
(6) Planck, *Ann. der Phys.*, (3), t. **40** (1890), p. 561 ; Henderson, *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. **59** (1907), p. 118.

les contacts du genre KCl | HCl. Dans un second mémoire, il reprend la théorie de l'emploi de KCl comme liquide de jonction [1]. Utilisant la formule de Henderson, il met la différence de potentiel au contact de KCl *concentré* et d'une solution *quelconque* très étendue sous la forme $\pi = \pi_1 + \pi_2$; π_1 est indépendant de la concentration de KCl, π_2 lui est à peu près inversement proportionnel. On en déduit le principe de l'*extrapolation dite de Bjerrum.* On fait deux fois de suite la mesure de la force électromotrice de la chaîne totale : 1° avec KCl 1,75 *n.* comme liquide de jonction; 2° avec KCl 3,5 *n.* On obtient deux valeurs E et E' telles que $E - E' = \frac{\pi_2}{2} = \Delta$; π_2 est ainsi déterminé expérimentalement, π_1 renferme en numérateur la différence $U_K - V_{Cl}$ c'est-à-dire est très faible. On obtiendra alors la valeur de la différence de potentiel totale, corrigée de celle au contact liquide, *en retranchant de E' la différence* $\Delta = E - E'$. L'importance de cette extrapolation est variable ; elle augmente avec $[H^+]$. Pour HCl 0,1 *n.* elle est 4,9 millivolts correspondant à 0,09 unité de p_H environ.

L'extrapolation de Bjerrum n'est pas universellement employée. L'emploi de KCl saturé, sans correction, comme connexion et dans l'électrode est assez fréquent. On trouve en effet exprimée l'opinion que la différence de potentiel HCl 0,1 à 1 *n.* KCl saturé est *nulle.*

On voit qu'un certain flottement persiste dans cette question. Il semble qu'on puisse recommander : 1° d'éviter les tubes capillaires, tampon d'ouate, membranes au contact liquide : 2° de faire les mesures sur un contact large et neuf ; 3° d'employer KCl saturé d'un côté au moins du contact; 4° de spécifier en tous cas la nature des contacts et d'indiquer si l'extrapolation de Bjerrum a été faite.

11. Erreur de sel. — Arrhenius a montré depuis longtemps [2] que l'inversion du sucre, type des réactions catalysées par les ions H^+, était influencée nettement par l'addition d'un sel neutre. La vitesse d'inversion par HCl est *augmentée* par addition, aussi bien d'un chlorure (KCl) que d'un sel n'ayant aucun ion commun avec HCl (NO^3Na). Cet effet particulier prend des valeurs considérables dans une solution concentrée en sel. G. Akerlöf a étudié [3] l'influence des sels neutres sur la saponification de l'acétate d'éthyle, réaction dont la vitesse est considérée comme approximativement proportionnelle à $[H^+]$. A 18° C, avec HCl et l'acétate 0,05 *n.*, la constante de

(1) *Zeits. f. Elektroch.* (1911), p. 389. La théorie avait déjà été faite avec la formule de Planck. *Zeits. f. Phys. Chem.*, **53** (1905), 428.
(2) *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. **31** (1899), p. 197.
(3) *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. **98** (1921), p. 260.

vitesse [1] K, qui mesure la vitesse de saponification, est $13,75.10^{-5}$. En ajoutant $CaCl^2$ 5 n à la même quantité d'acide, K devient $55.3.10^{-5}$, soit une vitesse quadruple de la précédente. Il semble impossible d'admettre que le nombre des ions H^+ ait été multiplié par 4 puisque, en solution 0,05 n., HCl est déjà presque complètement dissocié ($\gamma = 0,975$). Cette difficulté, qui est une des plus sérieuses pour l'interprétation des résultats, a été résolue dans des sens divers.

Sorensen [*loc. cit.*, p. 208] étudie l'addition des chlorures alcalins à HCl 0,01 n jusqu'à une teneur totale en électrolyte allant de 0,3 à 0,5 n (2 à 3 fois la teneur du sang). La mesure électrométrique donne un certain p_H. On calcule, grâce au procédé indiqué par Arrhénius [2], le p_H du mélange. Pour les concentrations indiquées la concordance n'est pas mauvaise :

	Valeurs de p_H	
	Calculées	Mesurées
Solution A — HCl 0,01 n....................	2,02	2,01
— B — HCl 0,01 n. + KCl 0,09 n......	2,04	2,01
— C — HCl 0,01 n. + KCl 0,29 n......	2,06	2,05

On peut admettre que, pour ces concentrations : 1° le p_H mesuré à l'électromètre varie peu, 2° c'est à peu près celui qu'on peut calculer à l'aide des hypothèses classiques. Nous verrons plus loin que, même à ces concentrations, certains indicateurs colorés donnent des résultats aberrants.

Sorensen admet que l'électromètre donne les valeurs normales et que l'erreur de sel est imputable aux indicateurs.

D'ailleurs, si on prend des concentrations plus élevées en sel, la concordance entre les résultats mesurés et calculés disparaît.

		Valeurs de p_H	
		Calculées	Mesurées
Ex. :	HCl 0,01 n + KCl 1 n.....................	2,10	1,99
	HCl 0,01 n + KCl 3 n.....................	2,25	1,74

Tout se passe comme si $[H^+]$ augmentait en solution concentrée.

(1) Calculée par la formule $K = \frac{1}{t - t_0} \frac{A - x_0}{A - x}$, où x est la quantité d'acide au temps t.

(2) *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. 31 (1899), p. 204.

Sorensen a également vérifié que le p_H d'un mélange-tampon est influencé par l'addition d'un sel neutre.

Depuis le mémoire de Sorensen, l'effet de sel a été étudié électrométriquement par plusieurs auteurs. Parmi eux nous citerons : Poma (1) qui étudie HCl et $C^2H^4O^2$ avec addition de chlorures ; Harned (2), qui dans quatre mémoires mesure les forces électromotrices des mélanges d'HCl 0,1 *n* et de chlorures alcalins et alcalino-terreux. Les résultats de Harned sont exprimés dans la théorie de l'activité. Dans le travail déjà cité, Akerlöf mesure, sur les mêmes solutions étudiées pour la vitesse de réaction, la concentration en ions H^+ par le procédé classique. Le potentiel de diffusion a été corrigé selon Bjerrum (3). « L'activité » déduite des mesures de force électromotrice augmente considérablement dans $CaCl^2$ concentré. Pour $Ca\,Cl^2$ 5,6 *n*. elle est près de 5 fois plus grande que sans $Ca\,Cl^2$. L'auteur a pu montrer que *l'activité et la vitesse de réaction se correspondent sans ambiguïté.* Quand on a réalisé, par addition d'un sel quelconque, une activité déterminée, la vitesse l'est également. Ces résultats s'appliquent aussi à l'inversion du sucre. L'effet de sel apparaît ainsi comme un phénomène normal. On l'a relié aux anomalies des électrolytes forts et expliqué par l'effet de sel un grand nombre de réactions d'ions (4).

Pour ce qui concerne les mesures de $[H^+]$, on peut admettre que, tant que la quantité de sel neutre est faible, les résultats de la mesure électrométrique sont comparables à ceux obtenus pour les solutions sans sel, en partant les hypothèses de la théorie d'Arrhénius. La méthode électrométrique sera considérée comme la méthode normale de mesure, le mot « normal » indiquant qu'elle est la méthode de référence. Il est bien évident que la quantité mesurée à l'électromètre pour les solutions concentrées en sel n'a plus rien à voir avec celle qu'on mesure en solutions étendues. Il est vraisemblable, d'ailleurs, que les ions H^+ dans les deux cas n'ont pas même constitution (hydratation, etc.)

12. Vieillissement des électrodes. — Le noir de platine est, comme beaucoup de catalyseurs, sensible à des traces de poisons (As, H^2S) ; généralement, après une série plus ou moins longue de mesures, l'électrode devient défectueuse. On s'en aperçoit par les essais de reproductibilité,

(1) *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. 88 (1914), p. 671. Un mémoire précédent (*Ibid.*, 87, 196) se rapporte à la concentration des ions Cu^{++} dans SO^4Cu.

(2) *Amer. Chem. Soc.*, t. 37 (1905), p. 2460 ; t. 38 (1916), p. 1986 ; t. 42 (1920), p. 1808 ; t. 44 (1922), p. 252.

(3) La correction atteint des valeurs importantes (10,2 m V pour $CaCl^2$ 10 *n*).

(4) Voir en particulier Brönsted, *Zeits. f. Phys. Chem.*, t. 102 (1922), p. 166.

d'étalonnage, etc. Il faut alors redissoudre le platine et recommencer le dépôt.

Précautions à prendre pour les mesures. — La différence de potentiel doit être : 1° reproductible (indépendante de l'électrode et des vases). 2° constante (après quelques minutes). On peut vérifier qu'il s'agit d'un véritable équilibre en polarisant légèrement l'électrode (le débit dans le potentiomètre déréglé suffit); la différence de potentiel doit se rétablir d'elle-même. Enfin on peut contrôler les indications de l'électrode en mesurant un p_H connu (ou une série, comme ceux d'un titrage). Pour éviter de tomber dans des cas trop difficiles (mesures gênées par CO^2 atmosphérique), on prend une solution-tampon (voir plus loin).

C. — POTENTIEL D'HYDROGÈNE DES SUBSTANCES OXYDANTES. ELECTRODE A QUINHYDRONE.

La différence de potentiel mesurée à l'électromètre varie généralement pendant le passage du courant de H^2 ; dans une solution-tampon, elle se fixe très rapidement à une valeur bien définie et qui reste stable pendant plusieurs heures, par exemple. Si la solution contient, en quantité négligeable, une substance réductible par l'hydrogène à la pression ordinaire, la différence de potentiel varie et on n'atteint plus un état d'équilibre. Cette variation est plus ou moins rapide, suivant le pouvoir oxydant de la solution. On peut admettre que l'électrode prend très vite son potentiel. Si on a alors à faire à un oxydant énergique, la réduction sera rapide et on apercevra une variation continue de la différence de potentiel. Il pourra arriver, au contraire, que la réduction soit difficile ; en opérant rapidement, on pourrait croire à la constance de la différence de potentiel. Dans les cas douteux, il sera bon de faire des mesures pour une autre méthode. E. Biilmann a indiqué un procédé électrométrique applicable au cas des solutions acides oxydantes et basé sur la l'emploi de la quinhydrone (¹).

L'hydroquinone $C^6H^6O^2$ peut être transformée en quinhydrone $C^6H^5O^2$ par oxydation à l'aide d'un sel ferrique (²). La quinhydrone en solution dans l'eau peut être considérée comme fortement dissociée en hydroquinone et $C^6H^4O^2$ suivant l'équation.



$$2C^6H^5O^2 = C^6H^4O^2 + C^6H^6O^2.$$

(¹) *Ann. de Chimie*, (9), t. 15 (1921), p. 109.

(²) Une solution de 100 g d'alun de fer et d'Am (dans 300 cm³ d'eau à 65°C) est versée dans une solution chaude de 25 g d'hydroquinone (dans 100 cm³ d'eau). La quinhydrone précipite ; on refroidit avec de la glace, essore, lave à l'eau froide sur le filtre. Rendement : 15 à 16 g. Cristaux mordorés.

D'autre part, les deux produits de décomposition dérivent l'un de l'autre par hydrogénation ; on peut admettre qu'en solution, on a l'équilibre



$$C^6H^4O^2 + H^2 \rightleftarrows C^6H^6O^2.$$

La loi d'action de masses appliquée à cette dernière équation donne

$$[H^2] = K \frac{[C^6H^6O^2]}{[C^6H^4O^2]}$$

et comme $[C^6H^6O^2] = [C^6H^4O^2]$, on doit avoir $[H^2] = K$. La quinhydrone en solution dans l'eau peut être considérée comme réalisant une concentration d'hydrogène constante, analogue à celle qu'on obtient en saturant d'hydrogène la solution sous une pression donnée. Il se trouve que la pression correspondante est très faible, insuffisante pour réaliser (au moins dans un temps appréciable) les réductions de l'hydrogène naissant.

Biilmann a montré que la mesure de p_H pour une solution acide à faible concentration totale d'électrolyte (inférieure à 0,1 *n.*) pouvait se faire très simplement en utilisant le *platine non platiné*. On ajoute à la solution étudiée, supposée acide, de la quinhydrone de façon à réaliser une concentration 0,005 *n.* [1] et on mesure la force électromotrice de la combinaison.

Pt ordinaire | Solution + quinhydrone | Electrode au calomel 0,1 *n.* $= \pi_q$.

L'auteur a trouvé qu'à 18°C, la différence de potentiel entre l'électrode à quinhydrone et l'électrode à l'hydrogène plongeant dans le même liquide était bien constante et égale en moyenne à 0,7042 volt [2].

On en déduit :

$$p_H = \frac{0{,}3665 - \pi_q}{0{,}0577} \quad \text{pour l'électrode au calomel 0,1 } n.$$

et

$$p_H = \frac{0{,}4510 - \pi_q}{0{,}0577} \quad \text{pour l'électrode au calomel 3,5 } n.$$

Le vase à électrode est semblable à celui indiqué (fig. 5). On peut employer comme électrode une feuille ou un fil de platine ; il y a avantage à rougir l'électrode dans la flamme d'un bec Bunsen avant de s'en servir.

Sorensen et ses collaborateurs ont étudié l'erreur de sel inhérente à l'emploi de l'électrode à quinhydrone [3] ; ils ont confirmé qu'elle donne

(1) La différence de potentiel est indépendante de la concentration.

(2) Les mesures ont été faites avec HCl 0,1 *n* ($p_H = 1{,}038$) ; SO^4H^2 0,1 *n* ($p_H = 1{,}171$) ; SO^4H^2 0,02 *n* ($p_H = 1{,}785$) ; le citrate de sodium 0,1 mol. ($p_H = 4{,}958$) ; deux solutions tampons à bases de phosphates et de borates.

(3) *Ann. de Chimie*, (9), t. 15 (1921), p. 283.

des résultats concordant avec ceux de l'électrode de H^2 quand la teneur totale en électrolyte est inférieure à 0,1 n. Au-dessus, la différence de potentiel quinhydrone-H^2 n'est plus constante. Les 2 électrodes plongent dans le même liquide acide.

		π
Ex :	HCl 0,01 n	0,7044
	— — + NaCl 0,09 n	0,7042
	— — + NaCl 1,99 n	0,6978
	— — + NaCl 3,99 n	0,6921

En remarquant que la force électromotrice de la combinaison quinhydrone-H^2 mesure l'affinité de la réaction d'hydrogénation quinone → hydroquinone, on interprète ces résultats en admettant que cette affinité dépend du dissolvant. Biilmann a prévu que cette variation n'aurait plus lieu si on employait des solutions saturées à la fois par rapport à la quinhydrone et à l'un de ses composants [1].

Sans compliquer la méthode, il est arrivé à étendre son domaine d'application. En employant, par exemple, une électrode renfermant l'hydroquinone et la quinhydrone solides, on obtient, pour la différence de potentiel fondamentale électrode-H^2, les valeurs suivantes :

HCl 0,1 n	0,6177
— 0,5 n	0,6176
— 1,0 n	0,6174
HCl 0,1 n. + NaCl 0,9 n	0,6181
HCl 0,5 n. + NaCl 0,5 n	0,6176

L'électrode à quinhydrone sous l'une ou l'autre forme est indiquée dans les cas où l'électrode de H^2 est en défaut (oxydants, acides chlorés, etc). Elle est elle-même en défaut quand la solution étudiée agit sur la quinhydrone. C'est pour cette raison qu'elle ne donne pas de résultats en solution basique.

D. — Méthode colorimétrique.

14. Virage des indicateurs. — Les indicateurs colorés sont entrés depuis longtemps dans la pratique des laboratoires de chimie. Si on ajoute du méthylorange à une solution de HCl et qu'on y verse petit à petit NaOH, on sait que la couleur passe du rouge au jaune quand on a ajouté la quantité de soude nécessaire à la formation de NaCl. Le virage n'est pas brusque ; on peut saisir, si on y prête attention, une série de teintes de

[1] *Ann. de Chimie*, (9), t. 15 (1921), p. 321.

passage. Sorensen a montré que *chacune de ces teintes correspond à un p_H donné*. L'intervalle de virage comprend ainsi plusieurs unités de p_H.

La théorie du virage des indicateurs a été donnée d'abord par Ostwald. D'après lui, les indicateurs seraient des acides ou des bases faibles, non dissociés électrolytiquement. Par exemple, la phtaléine du phénol serait un acide faible incolore ; en solution acide, sa dissociation est nulle. Quand on ajoute de la soude, on forme le sel de cet acide faible. Ce sel est, au contraire de l'acide, fortement dissocié ; il suffit alors de supposer que *l'ion acide est coloré*. Si l'acide est lui-même coloré (cas du tournesol), on supposera que l'ion acide a *une autre couleur*. Dans tous les cas, si la fraction d'acide convertie en sel est connue, la teinte de la solution est déterminée. Or, d'après les résultats de l'introduction, cette fraction α est liée à p_H par la formule (5). On voit que le changement de couleur ne peut être instantané ; l'intervalle de virage vaudra donc environ 3 unités de p_H. Le p_H moyen de la neutralisation sera obtenu pour $p_H = \log \frac{1}{K_a} = - \log K_a$. Si l'on pose, avec Bjerrum, $p_i = \log K_a$, on a

$$\log \frac{\alpha}{1 - \alpha} = p_H - p_i. \tag{8}$$

p_i est l'exposant de l'indicateur. Pour une base faible, la formule est la même en posant $p_i = \log K_b - \log K_o$.

On a fait quelques vérifications de la formule (8) en mesurant colorimétriquement la proportion de la forme colorée basique. Le dispositif de la fig. 6 a été indiqué par Bjerrum [1] pour des mesures approximatives. Une

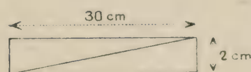


Fig. 6.

cuve, divisée en deux par une cloison diagonale, est remplie d'un côté par une solution d'indicateur acide ; de l'autre, par l'indicateur basique. En isolant une bande verticale au voisinage d'une section S, obtient une teinte due à la superposition d'une proportion connue des deux formes. On compare cette couleur à celle d'une solution à p_H connu, de même épaisseur totale,

[1] Théorie des titrages alcali et acidimétriques. *Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge* (1915), 1.

de même concentration en indicateur. Pour le méthylorange, on trouve, par exemple, les valeurs suivantes :

p_H	POURCENTAGE DE JAUNE	POURCENTAGE DE ROUGE	p_i
3	20	80	3,60
3,5	45	55	3,59
4	70	30	3,64

Des mesures quantitatives ont également été faites sur la phtaléine par Rosenstein ([1]) qui a étudié : 1° la variation de la couleur avec p_H ; 2° l'effet des sels neutres. La phtaléine serait diacide (p_i calculé par la formule (8) varie systématiquement) ; les deux exposants seraient 8,94 et 9,55.

La théorie d'Ostwald est considérée actuellement comme trop simplifiée ; on préfère admettre que le changement de couleur est corrélatif d'un changement de constitution. La forme rouge de la phtaléine aurait une constitution différente de la forme incolore. La transposition tautomérique qui fait passer de l'une à l'autre doit toujours être considérée comme réglée par l'acidité de la solution. Dans ces conditions, Noyes a montré ([2]) que les formules de la théorie simplifiée étaient applicables, En définitive, la proportion α d'indicateur à couleur alcaline est toujours donnée par (8) dans le cas d'un indicateur faible mono-acide. Nous retrouverons plus loin l'effet des sels neutres.

15. Principe de la méthode colorimétrique. — On ajoute l'indicateur à la solution étudiée et on compare la couleur obtenue à celle d'une série de solutions-tampons contenant *la même concentration d'indicateur* et vues *sous la même épaisseur*. La solution étudiée doit s'insérer entre deux solutions de la série. Les p_H de deux solutions voisines diffèrent généralement de 0,2. Les précautions à prendre pour l'observation sont celles des comparaisons colorimétriques. La plus grosse difficulté réside dans la préparation des solutions-tampons.

Solutions-tampons. — Une série de ces solutions a été indiquée par Sorensen [*loc. cit.*, p. 167] qui a traduit en courbes et tableaux de nombres les résultats de ces mesures. Walpole ([3]) a donné les p_H de mélanges d'acide acétique et d'acétate de Na à concentration moléculaire totale 0,200. Ils son

([1]) *Amer. Chem. Soc.*, t. **34** (1912), p. 1 117.
([2]) *Amer. Chem. Soc.*, t. **32** (1910), p. 815.
([3]) *Amer. Chem. Soc.*, t. **105** (1914), p. 2 501.

indiqués dans le tableau suivant en fonction de la concentration d'acide.

Acide...........	0,185	0.176	0,164	0,147	0,126	0.102	0,080	0,059	0,042	0,029	0,019
p_H.............	3,6	3.8	4.0	4,2	4.4	4.6	4.8	5,0	5,2	5,4	5,6

Le mélange de 0,1 acide et 0,1 acétate a été employé fréquemment pour vérifier de temps en temps l'électrode d'hydrogène.

Clark et Lubs ont proposé une série de mélanges-tampons qui semblent avoir rencontré l'approbation du plus grand nombre. Nous donnons la série de ces mélanges : ils permettent d'aller de $p_H = 1,2$ à $p_H = 10$. Les nombres relatifs aux produits employés indiquent des cm³ de réactif. On étend à 200 cm³ dans tous les cas.

Mélanges KCl + HCl. 50 cm³ de KCl $\frac{M}{5}$ et quantité variable de HCl $\frac{M}{5}$.

p_H.....	1.2	1.4	1.6	1.8	2,0	2.2
HCl....	64.5	41.5	26.3	16.6	10.6	6.7

Phtalate acide de K + HCl. 50 cm³ de phtalate acide $\frac{M}{5}$ et quantité variable de HCl $\frac{M}{5}$.

p_H.....	2.2	2.4	2.6	2,8	3.0	3.2	3.4	3.6	3.8
HCl....	46.70	39.60	32.95	26.42	20.32	14.70	9.90	5.97	2.63

Phtalate acide de K + NaOH. 50 cm³ de phtalate $\frac{M}{5}$ et quantité variable de NaOH $\frac{M}{5}$.

p_H.....	4.0	4,2	4.4	4,6	4.8	5.0	5.2	5,4	5,6	5.8	6.0	6,2
NaOH..	0.40	3.70	7.50	12,15	17.70	23.85	29.95	35.45	39.85	43.00	45.45	47.00

Phosphate monopotassique + NaOH. 50 cm³ de phosphate $\frac{M}{5}$ et quantité variable de NaOH $\frac{M}{5}$.

p_H.....	5.8	6.0	6.2	6,4	6,6	6.8	7,0	7,2	7.4	7.6	7.8	8.0
NaOH..	3.72	5.70	8.60	12,60	17.80	23.65	29.63	35.00	39.50	42.80	45.20	46.80

Acide borique + KCl + NaOH. 50 cm³ d'une solution $\frac{M}{5}$ en acide borique et KCl (12,405 g d'acide et 14,912 g de chlorure au litre) et quantité variable de NaOH $\frac{M}{5}$.

p_H	7,8	8.0	8,2	8.4	8,6	8,8	9,0	9,2	9,4	9.6	9,8	10.0
NaOH	2,61	3,97	5,90	8,50	12,00	16,30	21,30	26,70	32,00	36,85	40,80	43,90

Glycocolle + NaOH (Sorensen). S'emploient au-dessus de $p_H = 10$. Solution $\frac{M}{10}$ de glycocolle (7,505 g au litre) contenant également 5,85 g NaCl par litre à laquelle on ajoute NaOH $\frac{M}{10}$, en tout 10 cm³),

p_H	8.53	8,88	9,31	9,66	10,09	10,42	11,01	11,25	11,51	12,04	12,33	12,6	12,8	12,9
Glyc.	9,5	9,0	8,00	7,0	6,0	5,5	5,1	5,0	4,9	4,5	4,0	3,0	2,0	1,0

16. Indicateurs usuels. — Nous donnons la liste des indicateurs de Clark et Lubs avec leur zone d'utilisation. L'indicateur est transformé au préalable en sel de Na par broyage de 1 g avec x cm³ de NaOH n/20 et addition d'eau (quantité suffisante pour 25 cm³).

INDICATEUR	p_H	VIRAGE	CONCENTRATION en centièmes	x
Bleu de thymol (virage acide)...	1,2-2,8	Rouge-jaune.	0,04	4,3
Bleu de bromophénol..........	3,0-4,6	Jaune-bleu.	0,04	3,0
Rouge de méthyle.............	4,4-6,0	Rouge-jaune.	0,02	7,4
Pourpre de bromocrésol.......	5,2-6,8	Jaune-pourpre.	0,04	3 7
Bleu de bromothymol..........	6,0-7,6	Jaune-bleu.	0,04	3,2
Rouge de phénol..............	6,8-8,4	Jaune-rouge.	0,02	5,7
Rouge de crésol..............	7,2-8,8	Jaune-rouge.	0,02	5,3
Bleu de thymol (virage alcalin).	8,0-9,6	Jaune-bleu.	0,04	4,3
Crésolphtaléine..............	8,2-9,8	Incolore-rouge.	0,02	(dans l'alcool à 95°)

On ajoute à la solution étudiée environ 5 gouttes des indicateurs ci-dessus, dilués au préalable 10 fois.

Tous ces indicateurs sont fournis actuellement par l'industrie chimique.

17. Colorimétrie sans solutions-tampons. — La préparation de toutes les solutions-tampons suppose : 1° l'obtention ou la préparation des produits purs : 2° la confection de solutions de réserve de KCl, HCl, Phtalate etc,

qui seront mélangées au moment de s'en servir. On voit le travail considérable que représente cette opération. Pour le réduire, on a proposé divers procédés :

a. Clark donne dans sa dernière édition, à titre d'essai, un tableau des couleurs des indicateurs usuels pour les différents p_H ; on comparerait ainsi la couleur obtenue avec la solution étudiée à celle d'un carton coloré. Le procédé ne semble guère pratique.

b. On peut conserver des étalons permanents bien bouchés ou scellés.

c. Gillespie a proposé une méthode simplifiée qui permet de se passer des solutions-tampons [1]. Le principe est le suivant : si, dans deux tubes à essai contenant chacun 10 cm^3 d'eau, on met respectivement 2 gouttes d'indicateur complètement acide et 8 gouttes d'indicateur basique, en observant la couleur transmise à travers l'ensemble, on verra la couleur correspondant à la coexistence de 20 pour cent de la forme acide et 80 pour cent de la forme basique. On admet que, si on reproduit cette couleur avec une solution à p_H inconnu contenant 10 gouttes d'indicateur, la solution contient également 20 et 80 pour cent des 2 formes. Le rapport α de la formule (8) est ainsi connu, d'où le p_H. Pour mettre en œuvre cette méthode, on procède comme suit :

On prépare 2 séries de 9 tubes à essai contenant respectivement 1, 2,... 9 gouttes d'indicateur basique et 9, 8... 1 goutte d'indicateur acide, dans 10 cm^3 d'eau ; les 2 tubes placés l'un derrière l'autre renferment en tout 10 gouttes d'indicateur ; on ajoute 10 gouttes d'indicateur à 10 cm^3 de la solution étudiée, on associe à un tube d'eau pure [2] et on cherche à égaliser la coloration obtenue avec celle d'une paire de témoins. Le rapport des nombres de gouttes dans la paire de tubes ainsi trouvés donne le p_H grâce au tableau suivant :

	Rapport des nombres de gouttes d'indicateurs alcalin et acide →	1/9	2/8	3/7	4/6	5/5	6/4	7/3	8/2	9/1
p_H	Bleu de bromophénol...	3,1	3,5	3,7	3,9	4,1	4,3	4,5	4,7	5,0
	Rouge de méthyle.....	4,05	4,4	4,6	4,8	5,0	5,2	5,4	5,6	5,95
	Pourpre de bromocrésol.	5.3	5,7	5,9	6,1	6,3	6,5	6,7	6,9	7,2
	Bleu de bromothymol..	6,15	6,5	6,7	6,9	7,1	7,3	7,5	7,7	8,05
	Rouge de phénol.......	6,75	7,1	7,3	7,5	7,7	7,9	8,1	8,3	8,65
	Rouge de crésol.......	7,15	7,5	7,7	7,9	8,1	8,3	8,5	8,7	9,05
	Bleu de thymol........	7,85	8,2	8,4	8,6	8,8	9,0	9,2	9,4	9,75

(1) *Amer. Chem. Soc.* (1921), p. 743.
(2) Pour réaliser la même épaisseur de liquide.

18. — Causes d'erreur dans la mesure colorimétrique. — Nous laisserons de côté les erreurs de technique (mauvaise concentration d'indicateur, différence d'épaisseur), de même que les difficultés qui proviennent du fait que certains colorants peuvent être de couleurs différentes suivant l'épaisseur. Il est de plus évident que la méthode est inapplicable pour les solutions déjà colorées (¹). Il faut surtout signaler « l'erreur de protéine » et « l'erreur de sel ».

a. Erreur de protéine. — Elle intéresse surtout les biologistes et consiste souvent en une adsorption de l'indicateur.

b. Erreur de sel. — L'addition d'un sel neutre à une solution acide ou basique modifie souvent considérablement la coloration de l'indicateur. Exemple : une solution de CO^2 saturée dans l'eau est teintée en jaune orange par le méthylorange ; dans NaCl saturé, elle est teintée en rose. L'action du sel neutre provoque un déplacement de l'équilibre des deux formes colorées ; il est également très vraisemblable qu'elle déplace aussi celui des électrolytes faibles générateurs d'ions H^+.

D'après des mesures de Sorensen, l'addition de NaCl 0.5 *n*. à un certain mélange borate + HCl fait passer p_H de 8,26 à 8,02. La couleur de la phtaléine correspond à 8, 14 ; la différence en faveur de la phtaléine est + 0,12. Une quantité de mesures de cette sorte ont été faites par différents observateurs qui ont catalogué pour les différents indicateurs les « erreurs de sel » correspondant à l'addition de sels, alcalins pour la plupart. Cette manière d'opérer suppose que l'électromètre est le procédé normal de mesure : c'est un moyen permettant de rendre les mesures comparables.

On a d'autre part essayé diverses théories pour expliquer l'effet de sel des indicateurs. L'une fait appel par exemple à la dissociation électrolytique incomplète de l'indicateur salifié. Si γ est le facteur de dissociation, on doit avoir alors

$$\frac{[HA]}{[S]} = \gamma \frac{[H+]}{K_a}$$

c'est-à-dire, finalement,

$$\log \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \log \gamma - p_H - \log K_a.$$

Le p_H serait alors augmenté (de $- \log \gamma > 0$) pour un acide, diminué pour une base. C'est bien le sens de l'effet ; on n'arrive toutefois pas à rendre compte ainsi de la valeur des effets les plus importants. Il ne semble

(¹) On a essayé de reproduire artificiellement la coloration quand elle n'est pas trop forte.

d'ailleurs pas douteux que certains indicateurs éprouvent de la part de certains mélanges-tampons des actions nettement spécifiques.

c) *Effet de la température.* — Kolthoff a déterminé pour une série d'indicateurs la variation du p_H entre 18 et 70° C: elle est très différente suivant les indicateurs. Le méthylorange donne par exemple — 0,3. Si, à 70°C, on obtient dans une solution la même couleur que dans une solution tampon de p_H 3,3 à 18°C, c'est que le vrai p_H à 70°C est 3,0.

19. Conditions d'emploi et valeur de la méthode colorimétrique. — Pour un physicien ou un physico-chimiste habitué à manier les instruments de mesure électriques, la méthode électrométrique est la plus satisfaisante. Dans les cas où elle ne peut être employée (réduction par H^2), la méthode à la quinhydrone peut lui être substituée. Celle-ci est également en défaut pour les liqueurs basiques. Ici, on pourra employer les indicateurs; la précision obtenue est impossible à évaluer dans ce cas: il sera prudent de ne pas attendre mieux que 0,1. En tout cas la méthode colorimétrique sous la forme simplifiée peut servir pour obtenir des indications sur la région utile à étudier. L'indicateur est surtout un moyen d'exploration.

E. — Méthodes supplémentaires pour la mesure de $[H^+]$

20. — Nous avons déjà dit que plusieurs phénomènes dépendent nettement de $[H^+]$. Il y aurait évidemment intérêt, dès que l'un de ces phénomènes est découvert, à l'étudier numériquement. L'électromètre est l'instrument de mesure indiqué, le seul à employer dans le domaine où le phénomène varie rapidement avec $[H^+]$. Il est possible que des méthodes simples de l'évaluation de $[H^+]$ puissent être dérivées de l'étude d'une nouvelle action des ions H^+. En fait, on a employé, avant les méthodes de Sorensen, la conductibilité électrolytique, la décomposition catalytique de certains éthers (éther diazoacétique dégageant de l'azote), l'inversion du sucre, etc. (1)... Nous renvoyons le lecteur aux traités de physico-chimie pour les renseignements sur ces méthodes. Il n'est pas du tout prouvé qu'elles doivent disparaître (2).

(1) J'ai signalé il y a quelque temps (*C. R.*, 18 avril 1922) l'influence de $[H^+]$ sur le pouvoir rotatoire du dimolybdomalate d'Am. J'étudie ce phénomène actuellement.

(2) Voir par exemple Akerlöf (*loc. cit.*).

F. — Quelques applications des mesures de [H+]

21. — Les applications à la biologie sont jusqu'ici les plus importantes : activité des diastases, acidité des sels favorisant la croissance de telle ou telle plante, étude des liquides de l'économie animale, etc. La concentration en ions H+ influence les propriétés d'un grand nombre de substances qui sont dissociées dans une certaine zone d'acidité. Nous ne reviendrons pas sur les indicateurs qui sont le type de ces substances. Les applications à la physico-chimie sont de divers genres.

I. *Etude de la neutralisation d'un acide.* — C'est l'application la plus instructive pour des débutants. Les 2 courbes de la fig. 7 reproduisent,

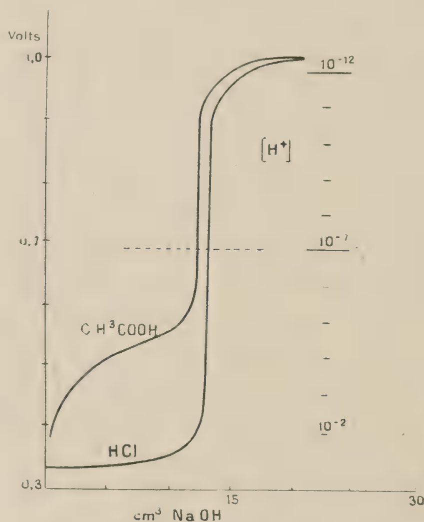


Fig. 7.

d'après Hildebrand [1], la marche de la différence de potentiel H^2 — calomel normal pour HCl et l'acide acétique. La neutralité théorique ($p_H = 7$) correspond à 0,69 volts [2]. On a figuré à droite l'échelle des [H+]. Les abscisses représentent des cm^3 de NaOH. On voit nettement sur ces courbes : 1° la variation très brusque de p_H au voisinage de la neutralité ; 2° la différence entre un acide faible et un acide fort. Le sel neutre correspond au milieu

[1] Some applications of the H electrode in analysis, research and teaching. *Amer. Chem. Soc.*, t. 35 (1913), p. 847.

[2] Pour l'électrode normale, $E = 0{,}058\, p_H + 0{,}28$.

de l'inflexion verticale: pour NaCl, le p_H est bien voisin de 7; mais pour $C^2H^3NaO^2$, $p_H > 7$. Il en résulte que l'acétate de Na est hydrolysé et le degré d'hydrolyse est calculable à partir du p_H correspondant ([1]). Si on se rappelle les zones de virage du méthylorange (3 à 4,4) et de la phtaléine (8,3 à 10), on voit que, pour un acide fort, les deux indicateurs peuvent convenir. Au contraire, pour l'acide acétique, le premier a terminé son virage rouge-jaune bien avant la formation du sel neutre. Par contre, la phtaléine convient. Le choix d'un indicateur doit être fait à l'électromètre.

La fig. 2 a déjà indiqué la marche de la neutralisation pour un polyacide (PO^4H^3); la courbe comprend plusieurs segments analogues à la courbe d'un monoacide; p_H varie toujours rapidement au voisinage de la formation des sels.

Les courbes de la fig. 8 représentent la neutralisation de l'acide bori-

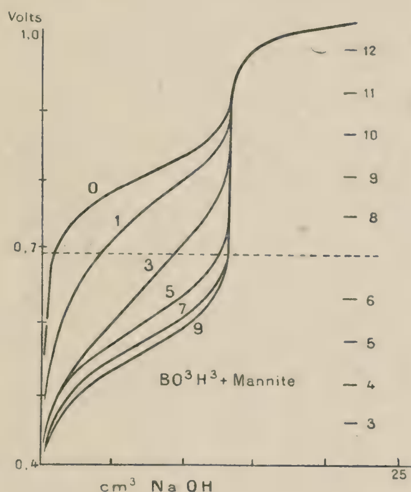


Fig. 8.

que (acide très faible), additionné de quantités de mannite croissant de 0 à 9 g pour 0,8 g d'acide. On réalise des acides complexes de basicité égale à celle de l'acide borique et dont la force croît. On voit que finalement le titrage par la phtaléine devient possible.

On trouvera dans le même mémoire des courbes de neutralisation d'acides organiques isomères, etc., mettant en évidence l'influence de la constitution sur la force de l'acide. D'après les résultats de l'introduction,

([1]) Formules dans le travail de Bjerrum, *Théorie des titrages*.

la détermination du p_H de la demi transformation fournit la constante de dissociation de l'acide ; c'est un procédé de mesure de cette constante (¹).

II. *Usages en chimie analytique.* — Nous ne pouvons insister sur ces applications dont le type classique est le dosage du carbonate du soude par HCl. La fig. 9 représente la marche de la force électromotrice et de p_H pour cette réaction. On voit que le carbonate de soude est fortement hydrolysé

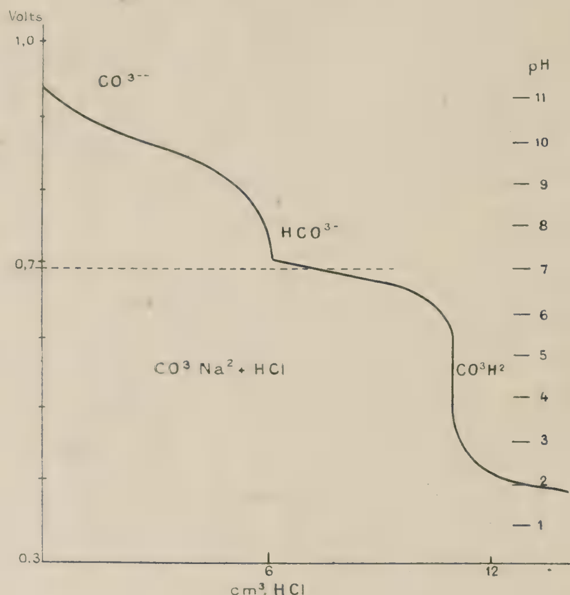


Fig. 9.

(alcalin) et que l'existence du bicarbonate est nettement indiquée. La fin de la réaction est marquée par une longue inflexion qui se produit dans le domaine du virage du méthylorange, d'où son utilisation. Rappelons que les équilibres entre CO^2 et les carbonates ont une grosse importance pour les biologistes.

III. *Recherches ayant mis en évidence l'influence de* [H+]. — Indépendamment des phénomènes classiques rappelés plus haut, on a mis hors de doute l'influence de l'acidité sur la formation et la texture de certains précipités, sur la formation et la dispersité de certains colloïdes, sur leur facilité de filtration, sur le transport électrique (cataphorèse) de certaines

(¹) Voir en particulier Kolthoff. *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, t. **39** (1920), p. 672.

substances (amphotères), la constante capillaire de certaines solutions aqueuses, etc. Le lecteur voudra bien se reporter à la monographie de Clark pour la bibliographie de ces questions.

Conclusion.

Dans cet exposé forcément écourté, nous pensons avoir montre l'utilité des déterminations de la concentration en ions hydrogène pour l'étude d'un certain nombre de phénomènes physico-chimiques. Il serait à souhaiter que quelqu'un d'autorisé entreprit d'écrire, en France, un ouvrage un peu étendu sur ces questions. Comme nous l'avons déjà dit, il est nécessaire, désormais, d'étudier quantitativement toute nouvelle action des ions H^+ ; les indicateurs peuvent faciliter l'orientation des recherches, la méthode électrométrique doit être employée pour les mesures quantitatives. En tenant compte des réserves faites sur son emploi, c'est un moyen très précis de chiffrer l'acidité réelle. Les conventions indiquées lors de l'exposé du principe de la méthode permettent d'en faire une méthode de référence. Savoir ce qui a été mesuré quand on indique un certain p_H est une autre affaire. Les résultats obtenus par les physico-chimistes américains et danois sur l'activité des ions sont toutefois très encourageants et l'on prévoit que c'est dans ce sens que doit être cherchée la signification de l'indice d'hydrogène.

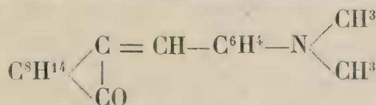
Manuscrit reçu le 11 octobre 1923.

SUR LA PYROÉLECTRICITÉ DE DEUX DÉRIVÉS DU CAMPHRE

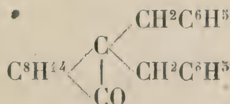
Par M. R. LUCAS
Préparateur à l'Ecole de Physique et chimie de la Ville de Paris.

Au cours d'une étude faite en collaboration avec M. A. Haller sur la dispersion rotatoire naturelle de dérivés du camphre, j'eus l'occasion d'examiner les deux corps suivants :

1° Le paradiméthylaminobenzylidène camphre,



et 2° le dibenzyl-camphre.



Le premier de ces corps se présente en longues aiguilles jaunes et le second en cristaux incolores appartenant au système quadratique [1].

Une certaine ressemblance des aiguilles du premier composé avec les cristaux de tourmaline me fit rechercher les propriétés pyroélectriques de ce corps. En suspendant les aiguilles par un fil de cocon dans une étuve à 100° C, et en introduisant dans celle-ci de la fumée, dont les ions neutraliseraient les charges fictives de polarisation pouvant se produire, j'obtins, après refroidissement, des cristaux présentant une électrisation très nette et durant assez longtemps. A l'inverse de la tourmaline, ces cristaux se polarisent suivant une direction perpendiculaire à celle de leur plus grande dimension.

Cette polarisation peut être mise en évidence de diverses façons :

1. En présentant un bâton d'ébonite frotté, le cristal s'oriente d'une façon déterminée, inverse de celle obtenue en approchant un bâton de verre frotté ;

2. Deux cristaux chauffés puis refroidis comme il a été dit précédemment se précipitent l'un contre l'autre pour accoler leurs faces électrisées de signes contraires.

La petitesse des aiguilles dont je disposais ne m'a pas permis de déterminer le système cristallin de ce composé. Le dibenzylcamphre présente aussi, mais de façon moins intense, le phénomène de pyroélectrisation. Ce corps appartient au système quadratique et présente soit l'hémiédrie hémimorphe, soit la tétartoédrie.

J'ai pu vérifier l'apparition des charges sur les faces terminales en constatant les attractions et les répulsions conjuguées obtenues à l'aide d'un bâton de verre ou d'un bâton d'ébonite frottés.

Il est évident que ces corps pyroélectriques sont piézoélectriques ainsi que je me propose de le vérifier directement.

Manuscrit reçu 1er décembre 1923.

(1) JEAN LOUVRIER, *Thèse*, Gauthier-Villars. Paris, 1910.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

Fondé par J. Ch. d'ALMEIDA

ET LE RADIUM

Fondé par Jacques DANNE

PUBLICATION de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE de PHYSIQUE

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

ANNÉE 1923

TOME IV D. — SÉRIE VI

REVUE GÉNÉRALE DE L'ELECTRICITÉ, ÉDITEUR

Administration :
12, place de Laborde, PARIS VIII[e]

Rédaction :
10, rue Vauquelin, PARIS V[e]

TABLE DES MATIÈRES

I. UNITÉS ET MESURES. MÉTROLOGIE.

II. MÉCANIQUE

1. Mécanique physique et mathématiques appliquées.

2. Relativité.

3. Pesanteur. Gravitation.

4. Hydrostatique. Hydrodynamique. Aérodynamique.

5. Elasticité.

6. Capillarité, cohésion, forces moléculaires.

7. Viscosité.

8. Théorie des quanta. Théories cinétiques et statistiques. Mouvement brownien.

III. ACOUSTIQUE

1. Acoustique théorique et physique.

2. Instruments.

3. Mesures et étalons.

4. Acoustique physiologique.

IV. ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME

1. Électricité statique. Conductivité. Thermoélectricité. Electrocapillarité.

2. Photoélectricité.

3. Magnétisme, effets galvanomagnétiques.

4. Electromagnétisme, électrodynamique.

5. Mesures.

6. Electronique. Electrons dans les métaux. Emission thermoélectronique.

7. Ionisation. Potentiels d'ionisation. Décharges électriques. Arcs. Tubes de Geissler

8. Electrotechnique.

9. Oscillations électriques. Audions. Radiotélégraphie.

10. Théorie électromagnétique.

V. — OPTIQUE.

1. Optique géométrique. Photométrie. Indices de réfraction. Pouvoirs réflecteurs. Astigmatisme. Aberrations. Optique photographique. Optique physiologique.

2. Optique physique. Interférences. Diffraction. Diffusion. Polarisation. Polarimètres. Pouvoirs rotatoires. Phénomène de Kerr.

3. Radiomètres.

4. Corps noir. Répartition de l'énergie dans le spectre.

5. Phosphorescence. Fluorescence.

6. Radiations. Spectroscopie. Infrarouge. Spectre visible. Ultraviolet.

7. Rayons X.

8. Electro et magnéto-optique.

VI. PHYSIQUE CRISTALLINE

VII. CHALEUR. THERMODYNAMIQUE

1. Chaleur. Température. Dilatation. Chaleurs spécifiques. Conduction. Convection. Rayonnement de chaleur.

2. Changements d'état. Tensions de vapeur. Chaleurs de vaporisation. Chaleurs de fusion. Equations d'état.

3. Thermodynamique.

VIII. — CHIMIE PHYSIQUE.

1. — Chimie. Poids atomiques. Volumes moléculaires. Chaleurs de réaction.

3. Dissolutions et mélanges. Absorption. Adsorption.

4. Alliages; amalgames.

5. Colloïdes.

6 Photochimie. Photographie.

7. Electrochimie. Ions électrolytiques Electrolyse. Piles électriques.

8. Atomistique. Isotopes. Constitution des atomes. Modèles d'atomes. Constitution des molécules. Valences. Spectrographe à rayons positifs. Isomérie.

IX. — RADIOACTIVITÉ.

1. Éléments radioactifs.

7. Minerais radioactifs. Sources radioactives, etc.

X. PHYSIQUE DU GLOBE. MÉTÉOROLOGIE. ASTROPHYSIQUE.

1. Physique du globe. Densité, forme, rigidité de la Terre. Marées. Tremblements de terre.

2. Météorologie. Électricité atmosphérique. Magnétisme terrestre.

3. Astrophysique. Théories relativistes (déviation des rayons, déplacement des raies). Radiation solaire. Éclat du ciel nocturne, des étoiles.

XI. HISTORIQUE. ENSEIGNEMENT. LABORATOIRES.

XII. — REVUE DES LIVRES.

TABLE DES AUTEURS

Le Gérant : Maurice Blondin. PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

SÉRIE VI. — TOME IV. JANVIER 1923 N° 1.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

IV. — ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME

ÉLECTRONIQUE

Expériences sur l'émission d'électrons par les corps chauds. — **Ting (S.-L.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **98** (1920), 374-394]. — Dès ses premières recherches sur le sujet [*Phil. Mag.*, **16** (1908), 353, 890 et **18** (1909), 681], Richardson a montré que la distribution des vitesses entre les électrons émis par du platine incandescent obéissait à la loi de répartition de Maxwell. — Soient i, l'intensité du courant; V, une différence de potentiel opposée à l'émission; e, la charge de l'électron; R, la constante de Boltzmann : cette loi se traduirait, pour deux électrodes planes et parallèles, par la relation

$$i = i_0\, e^{-\alpha V} \tag{1}$$

avec

$$\alpha = \frac{e}{RT};$$

et, pour un fil cylindrique tendu dans l'axe d'une anode concentrique, le rapport des diamètres étant x, par l'équation :

$$i = i_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{\alpha V}\, e^{-\alpha V} + \int_{\sqrt{\alpha V}}^{x} e^{-x^2}\, dx \right] \tag{2}$$

Les expériences de Richardson sur le platine avaient vérifié la relation (2) et donné pour $\frac{e}{R}$ une valeur correcte à 1 pour 100 près. Cependant il restait des incertitudes dues à ce que la température du filament était irrégulière et difficile à mesurer, à ce qu'une surface bien plane et incandescente était difficile à réaliser, et enfin à la présence du champ magnétique du courant de chauffage.

L'auteur a repris ces expériences dans des conditions meilleures ; il a étudié des filaments de tungstène et de platine dans un champ cylindrique, des rubans de platine, recouverts ou non de divers produits, dans un champ uniforme. — Dans tous les cas, *la distribution trouvée correspond à celle que donnerait la loi de Maxwell pour une température environ double de la température vraie du filament.* — Des phénomènes d'hystérésis assez curieux font penser à une couche de

gaz résiduels. — Il semble enfin que la loi de Maxwell s'appliquerait au cas limite d'électrodes parfaitement pures et planes. — F. Wolfers.

Sur la température, l'éclat, et l'émission électronique de filaments de tungstène chauffés par un courant alternatif. — **Hunkel** (**H.**) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **2** (1921), 370-372]. — Le courant de chauffage, fortement déformé, présentait cinq harmoniques qui ont pu être déterminés. La courbe des températures était sensiblement sinusoïdale, et décalée de 45° en arrière du courant ; l'amplitude de ces oscillations décroît vite si la fréquence du courant et le diamètre du fil augmentent : ces amplitudes étaient de 17 pour 100 pour un fil de 0,01 mm, vers 2160° C, avec 35 périodes, et 2 pour 100 pour un fil de 0,03 mm, vers 2010° C, avec 75 périodes.

Les courbes donnant l'émission lumineuse et le courant électronique sont des sinusoïdes à peine déformées, sans décalage de phase par rapport à la température, et d'amplitude correspondante.

Les déformations du courant de chauffage sont attribuées au coefficient de température de la résistance du fil, et la théorie de Corbino se vérifie dans son ensemble.

Enfin, il semble possible, en principe, en vue de la téléphonie sans fil, de faire agir directement le microphone sur le courant de chauffage d'une lampe à trois électrodes ; mais cela présenterait bien des inconvénients à d'autres points de vue. — F. Wolfers.

Comparaison des énergies thermionique et photoélectrique pour le platine. — **Koppius** (**O.**) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 443-456]. — Le courant thermionique est donné par la formule de Richardson : $i = AT^{\frac{1}{2}}\,\mathrm{e}^{-b/T}$ où b est lié au travail φe nécessaire pour chasser un électron du métal, par la relation :

$$\varphi e = \frac{3}{2}\frac{R}{N}b.$$

On donne généralement φ et non b.

La vitesse maxima avec laquelle un électron est chassé d'un métal par une lumière de fréquence ν est donnée par la formule d'Einstein : $\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - p$. On peut déterminer p par la fréquence minima ν_0 (ou la longueur d'onde limite) capable de produire l'ionisation :

$$p = h\nu_0.$$

Au lieu de p, on donne généralement le potentiel V tel que :

$$Ve = h\nu_0 = p.$$

Il s'agit d'étudier V en fonction de la température et de le comparer aux valeurs connues de φ.

Une lame de platine enduite d'un mélange d'oxydes de Ba et de Sr donne des effets thermionique et photoélectrique qui varient rapidement avec la température et n'en sont pas des fonctions uniformes. Il y a sans doute altération de la surface de l'oxyde et de celle du platine.

Le platine donne au contraire un résultat bien constant quand il a été chauffé

quelques heures dans le vide à 900° C. La longueur d'onde limite varie de 2 571 à 2 564 Å quand la température s'élève de 20° à 490° C. La valeur 2 570, qui correspond à la température ambiante, conduit à

$$V = 4{,}80 \text{ volts.}$$

L'étude a été poursuivie jusqu'à 700° C malgré les complications introduites par l'effet thermionique. La longueur d'onde limite est alors voisine de 2 520 Å.

La valeur admise pour φ varie de 5,02 à 5,1 volts.

Le platine est chauffé par un courant électrique et la température déterminée par la résistance. La lumière est émise par une lampe à mercure marchant à régime bien constant et est dispersée, l'énergie de chaque radiation ayant été préalablement étudiée avec une pile thermoélectrique Coblentz. Le courant thermionique était recueilli par un cylindre de Faraday recouvert d'oxyde de cuivre et relié à un électromètre Dolezalek dont la déviation allait jusqu'à 5 000 divisions par volt. L'auteur signale un ciment (de la Mantle Lamp Company of America) qui ne ramollit pas à 200° C et tient parfaitement le vide. — R. Fortrat.

Etude des courants photo-thermioniques émis par des filaments recouverts d'oxydes métalliques. — Arnold (H.-D.) et Ives (H.-E) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 7 (1921), 323-325]. — Si dans un audion on éclaire le filament métallique oxydé par de la lumière provenant d'un arc électrique et filtrée par des écrans colorés convenables, on constate des effets différents quand la lumière qui tombe sur le filament est rouge et quand elle est bleue. Dans le premier cas, le courant d'électrons filament-plaque subit un accroissement absolument semblable à celui qu'il prendrait si l'on augmentait l'intensité du courant de chauffage du filament, cet accroissement devenant de plus en plus grand à mesure que la température du filament s'élève. Dans le deuxième cas, au contraire, le courant d'électrons commence par croître avec la température du filament, c'est-à-dire avec l'intensité du courant de chauffage; il atteint un maximum puis il décroît. D'autre part, dans le cas de l'éclairement par lumière rouge, le courant supplémentaire s'établit lentement alors que dans l'autre cas il s'établit d'autant plus brusquement que la température est plus élevée. Les auteurs rappellent que l'effet de la lumière de courte longueur d'onde présente des analogies étroites avec les variations de résistance d'une cellule de sélénium en fonction de son éclairement et de sa température. — J. Rossignol.

Différence de potentiel de contact et émission thermionique. — Richardson (O.-W.) et Robertson (F.-S.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 557-559]. — Les auteurs décrivent une expérience préliminaire destinée à contrôler l'exactitude de la formule

$$V = \frac{kT}{e} \log \frac{i_2}{i_1} \qquad (1)$$

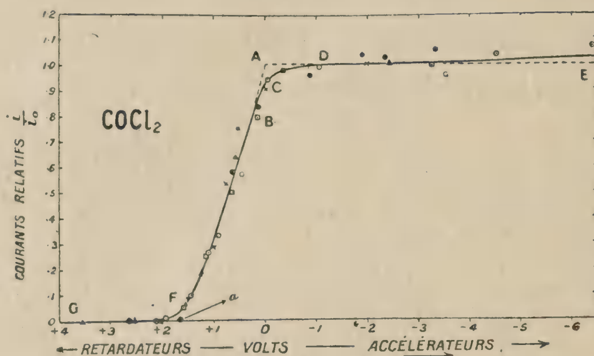
où V est la différence de potentiel de contact entre deux surfaces. T, la température absolue; k, la constante de Boltzmann; e, la charge électronique; i_1, i_2, sont les courants thermioniques de saturation correspondant aux deux surfaces étudiées.

En prenant comme cathode un fil de tungstène contenant du thorium, comme anode un bout de tube de cuivre, on obtient par mesure directe un résultat qui est de l'ordre de grandeur du nombre calculé. — L. Brüninghaus.

Ionisation

L'émission des électrons sous l'influence des actions chimiques. — Richardson (O.-W.) [*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **222** (1922), 1-43]. — L'auteur étudie quantitativement le phénomène observé par Reboul [1] Haber et Just [2]. Quand des gouttes de caesium ou de l'alliage liquide NaK^2 sont attaquées par des gaz, à basse pression, elles perdent des électrons.

Un tube effilé laisse couler lentement des gouttes de l'alliage liquide au centre d'une sphère métallique isolée, dans une atmosphère du gaz étudié (Cl, $COCl^2$, H^2O, HCl) à pression très faible (ordre de 0,01 mm de mercure). On mesure à l'électromètre le courant électronique i entre la goutte et la sphère portées à des tensions variables V. On trouve des caractéristiques de la forme ci-contre (fig. 1) Des forces



électromotrices de contact, dues aux électrodes de métaux différents faussent la position de la courbe par rapport à l'axe des V. L'étude des caractéristiques photo-électriques tracées au moyen du même appareil permet de situer la caractéristique chimique sur l'axe des V. On trouve que le point $V=0$ est à une fraction de volt à gauche du point A (fig. 1). Ce léger décalage est probablement dû aux ouvertures percées dans la sphère, et aux molécules du gaz présent. Pratiquement l'introduction d'un champ électrique n'a pas d'influence sur l'émission d'électrons due à une réaction chimique. L'auteur analyse la forme des caractéristiques, au point de vue de la répartition de l'énergie cinétique parmi les électrons émis.

Il trace la courbe expérimentale $\frac{\mathrm{d}\left(\frac{i}{i_0}\right)}{\mathrm{d}V} = f(V)$ qui le conduit à vérifier qu'en faisant l'hypothèse d'une répartition suivant la loi de Maxwell, on peut en déduire une courbe qui coïncide pratiquement avec la précédente à la condition de prendre arbitrairement la température de réaction $T = 3\,500°$ environ. L'auteur estime donc que la fraction des électrons dont l'énergie cinétique est comprise entre u et $u + \mathrm{d}u$ est :

$$\frac{\mathrm{d}n}{n} = \frac{u\,\mathrm{d}u}{k^2 T^2}\,\mathrm{e}^{-\frac{u}{kT}}.$$

C. Florisson.

[1] *C. R.* (1909), 110 et (1911), 1 660.
[2] *Ann. der Phys.*, **30** (1909), 411 et **36** (1911), 308.

Remarque sur le travail de B. Kurze : contributions à la théorie de la conductibilité électrique des gaz de la flamme. — **Marx** (E.) [*Ann. der Phys.*, **66** (1921), 436]. — Les raisonnements contenus dans un mémoire détaillé de l'auteur [*Ann. der Phys.*, **65**, 657] montrent que les critiques de Kurze [*Ann. der Phys.*, **66**] sont sans fondement. — G. Foex.

Sur la loi de Paschen généralisée au cas de diélectriques polarisables. — **Guye** (J.-É.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **4** (1922), 5-10]. Mémoire antérieurement paru [*C. R.*, 13 février 1922]. — Ed. Salles.

Note sur l'établissement de l'équation de Partington à partir de l'équation générale de l'ionisation isotherme. — **Hughes** (W.) [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 776]. — Simple note pour corriger une faute de calcul commise dans un précédent mémoire. — L. Brüninghaus.

Chocs entre atomes et électrons lents. — **Nielsen** (J.-R.) [*Fys. Tids.*, **19** (1921), 113-131]. — Exposé historique de la question et des expériences qui ont été faites. — Si, dans un atome, un électron a été déplacé de sa trajectoire la plus stable vers une autre orbite plus éloignée du noyau, un choc, même faible, peut achever d'expulser l'électron. Les électrons lents ainsi émis peuvent ensuite à leur tour agir sur d'autres atomes « sensibilisés » au préalable par des chocs faibles. Finalement il se produit donc une ionisation du gaz. Ce processus expliquerait la lueur bleue observée par Millikan et d'autres dans la vapeur de mercure pour des différences de potentiel de cinq volts seulement. On peut aussi espérer en tirer l'explication des phénomènes si compliqués qui accompagnent la décharge disruptive dans l'air. Les résultats expérimentaux obtenus par beaucoup d'auteurs pour l'argon, le néon, et surtout l'hélium, favoriseraient ce point de vue. — F. Wolfers.

Sur la fréquence des chocs non élastiques des électrons et des atomes de mercure. — **Sponer** (H.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **2** (1921), 54]. — Sur les électrons qui possèdent l'énergie nécessaire pour exciter le passage $1,5\,S - 2\,p_2$, environ 0,1 pour 100 produisent ce saut au premier choc. — G. Bruhat.

Remarques sur l'ionisation par chocs. — **Franck** (J.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **3** (1922), 29-31]. — 1. Horton et Davies ont observé un rayonnement de résonance pour l'excitation par des électrons de vitesse correspondant à 20,5 volts : Franck l'attribue à un effet secondaire dû à des électrons photo-électriques.

2. Les ions positifs produisent une ionisation avec une énergie cinétique inférieure à celle qui est nécessaire aux électrons : elle doit être produite aux dépens de l'énergie de combinaison de l'ion positif avec un électron. — G. Bruhat.

Les potentiels d'ionisation et de radiation et les dimensions de l'atome. — **Davis** (B.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, **8** (1922), 61-63]. — Dans une note récente [*Nat.*, 30 juin 1921], A.-S. Eve admet que l'atome a pour limite l'anneau le plus éloigné du noyau ; le potentiel d'ionisation I, qui correspond au travail nécessaire pour arracher un électron à cet anneau, est donc inversement proportionnel à son rayon a. Eve cherche à vérifier la relation $Ia =$ constante en comparant, pour un grand nombre d'éléments, les produits de I par la racine cubique $\sqrt[3]{A.V}$ du volume atomique et par le diamètre atomique D déterminé par W.-L. Bragg [*Phil. Mag.*, août 1920].

L'auteur estime que, dans l'état solide, l'atome n'est pas limité par l'orbite extérieure, car, s'il en était ainsi, le départ d'un électron n'exigerait aucun travail. Or l'effet photo-électrique montre qu'un tel travail est nécessaire et qu'il correspond approximativement au potentiel de radiation R. On peut donc admettre que l'orbite de rayon b, sur laquelle un électron doit être amené pour qu'il y ait émission de radiation, limite effectivement l'atome. La relation $(I - R)\ b =$ constante se vérifie en effet beaucoup mieux que la relation $Ia =$ constante, surtout pour l'As, le P et le groupe des gaz inertes, ainsi que le montre le tableau suivant :

	I	R	D	$\sqrt[3]{A.V}$	$I \times D$	$I \times \sqrt[3]{A.V}$	$(I - R) \times D$	$(I - R \times) \sqrt[3]{AV.}$
As	11,5 volts	4,7 volts	2,52 Å	2,36 Å	29	27,2	17,4	16,00
P	13,3	5,8		2,37		31,5		17,78
					Ecart.	4,3		1,78
He	25,6	20,5		2,86		73		14,25
Ne	21,3	16,9	1,3	2,67	27,7	42,8	5,72	13,33
A	15,5	11,5	2,05	3,03	31,77	36,4	8,2	12,1
				Ecart max.	4,0	36,6	2,5	2,15

G. Déjardin.

L'affinité relative de quelques molécules gazeuses pour les électrons. — **Loeb (L.-B.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 229-236]. — Au cours d'un précédent travail, l'auteur a montré que dans quelques gaz l'électron doit en moyenne subir un nombre d'impacts n avec les molécules de gaz avant de pouvoir en frapper une de façon à s'attacher à elle et à former un ion. Dans ce même travail, on voit aussi que ce nombre n varie avec la nature chimique du gaz. En conséquence, il devient intéressant de déterminer n pour un certain nombre de gaz usuels. C'est le but de la présente note.

On discute d'abord les résultats d'une étude récente sur les mobilités des électrons dans l'azote pur, au point de vue de la théorie de la formation des ions négatifs à partir des électrons et des molécules. Ceci conduit à une équation qui donne les valeurs de n avec un degré de certitude supérieur à celui qui résulte des précédentes méthodes. L'équation obtenue n'est cependant pas encore tout à fait satisfaisante, par suite de l'ignorance où nous sommes sur les mobilités électroniques dans divers gaz.

On a pu calculer cependant au moyen de cette équation et des résultats d'expériences récentes, les valeurs de n pour divers gaz. Il en résulte que n varie énormément d'un gaz à l'autre, de sorte que l'ordre de grandeur de ce nombre constitue une constante caractéristique du gaz considéré. — L. Brüninghaus.

Sur la section active des molécules des gaz rares vis-à-vis des électrons lents. — **Ramsauer (C.)** [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 613-615]. — Communication au Congrès des physiciens allemands (Iéna, 12-24 septembre 1921). — Le travail sera publié ailleurs (*Ann. der Phys.*). — G. Bruhat.

Le mouvement des électrons dans l'argon. — **Townsend (J.-S.) et Bailey (V.-A.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 593-600]. — Les auteurs ont étudié récemment le mouvement des électrons dans l'azote, l'hydrogène et l'oxigène, et ils ont montré que l'on pouvait déduire la perte d'énergie d'un électron par choc avec une molécule, ainsi que le libre parcours moyen de l'électron, des déterminations expéri-

mentales de vitesse de l'électron. Le présent travail fournit les résultats de recherches analogues avec l'argon, qui ont un intérêt particulier, comme montrant que les molécules de ce gaz sont très différentes de celles des autres gaz.

Ainsi, lorsqu'un électron, animé d'une vitesse de 10^8 cm : s rencontre une molécule d'argon, il perd environ 1 : 10000 de son énergie ; il en perd plus de 1 : 100 par choc avec une molécule d'un autre gaz. Aussi, le libre parcours moyen d'un électron qui se meut à une telle vitesse dans l'argon est-il environ dix fois plus grand que son libre parcours moyen dans les autres gaz à la même pression.

Les expériences ont été faites sur l'argon avec le même appareil qui a déjà servi avec les autres gaz. Le gaz était soigneusement purifié. Il contenait bien moins de 1 : 1000 d'azote ou d'oxygène. La purification de l'argon avait pour effet de *réduire* la vitesse des électrons dans la direction du champ électrique, et d'accroître de plus en plus la divergence latérale du faisceau d'électrons, divergence d'ailleurs déjà considérable dans l'argon impur initial. Par exemple, considérons le gaz sous 20 mm de pression, et dans un champ de 17 volts : cm. Dans l'argon impur, la vitesse des électrons est de 22.10^5 cm : s ; elle a la même valeur dans l'argon à 1 pour cent d'azote, elle tombe à $9,3.10^5$ cm : s dans l'argon contenant moins de 1 : 1000 d'azote. Avec le même champ et la même pression, la quantité k représentant le facteur par lequel l'énergie cinétique moyenne $\frac{mu^2}{2}$ d'un électron dépasse l'énergie cinétique moyenne d'une molécule d'un gaz à 15°C était respectivement 48,8, 73 et 155 dans chacun des trois cas précédents. Les valeurs correspondantes de k sont 19 et 7,9 pour l'azote et l'hydrogène, respectivement.

Il résulte d'autres mesures encore que le libre parcours moyen d'un électron est environ dix fois plus grand dans l'argon que dans l'hydrogène ou l'azote à la même pression et à la vitesse de 10^8 cm : s. Ce résultat est remarquable, du fait surtout que les rayons des molécules des trois gaz, déduits de mesures de viscosité, ne sont pas très différents les uns des autres : $1,8.10^{-8}$ cm pour l'argon ; $1,88.10^{-8}$ cm pour l'azote ; $1,34.10^{-8}$ cm pour l'hydrogène ; ces intéressantes expériences sont poursuivies. — L. Brüninghaus.

Excitation de l'émission lumineuse des atomes par les chocs d'électrons. — IV. Etude des différentes raies d'une série. — Seeliger (R.) [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 610-613]. — Communication au Congrès des physiciens allemands (Iéna, 12-24 septembre 1921). L'auteur a étudié, d'une part la vitesse des électrons produisant le maximum d'émission lumineuse dans l'excitation par chocs, et d'autre part la position du maximum de l'intensité lumineuse dans un tube à décharge, pour différentes raies d'une série. Les expériences ont montré qu'il y avait deux sortes de séries : pour la série de Balmer de l'hydrogène et les deux séries secondaires de triplets du mercure, la vitesse optima augmente et le maximum de l'intensité se rapproche de la cathode quand le rang de la raie dans la série augmente. Pour les séries de l'hélium et du néon, on observe le phénomène inverse.

La discussion de cette communication, à laquelle prirent part Franck et Hertz, a précisé qu'il existe un premier maximum de la fonction d'excitation, correspondant au potentiel de résonance, suivi d'une diminution et d'un second maximum observé dar Seeliger. — G. Bruhat.

Potentiels de radiation et d'ionisation des électrons dans les gaz monoatomiques : argon, néon, hélium. — **Rentschler (H.-C.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **188** (1919), 408-409]. — (Notes from the Research Laboratory; Westinghouse Electric and Manufacturing Company). Les courbes obtenues par différentes méthodes indiquent que l'argon possède un potentiel de radiation égal à 12 volts environ et un potentiel d'ionisation voisin de 17 volts. Le néon et l'hélium n'ont pas de potentiel de résonance [1]. — G. Déjardin.

Vitesses critiques des électrons pour la production de luminosité dans le néon. — **Horton (F.) et Davies (A.-C.)** [*Phil. Mag.*, **41** (1921), 921-940]. — Les auteurs ont montré récemment [*Proc. Roy. Soc.*, **98** (1920), 124-146; *Journ. de Phys.*, **2** (1921), 11 D.] qu'il existe, pour le néon, deux potentiels de résonance et trois potentiels critiques (16,7 volts, 20,0 volts et 22,8 volts) correspondant à l'ionisation du gaz. Leurs nouvelles expériences ont été entreprises en vue de différencier les modes d'ionisation relatifs à ces potentiels critiques. Dans l'appareil actuel, du type de la lampe à trois électrodes (filament de platine recouvert de chaux, toile et disque de platine), la luminosité est concentrée le long de l'axe du tube au moyen d'un champ magnétique intense. Les radiations émises pour différentes valeurs du potentiel accélérateur des électrons (comprises entre 10 et 40 volts) sont analysées par un spectromètre de Hilger. Les précautions habituelles sont prises pour faire le vide, éliminer les gaz occlus et introduire le néon (purifié par Aston) dans l'appareil. Des différences de potentiel convenables sont appliquées entre les électrodes et les courants filament-plaque ou grille-plaque peuvent être mesurés au moyen d'un galvanomètre à cadre mobile très sensible.

De nombreuses observations, faites dans des conditions variées de pression et de bombardement électronique, conduisent aux conclusions suivantes :

1° Il ne se produit aucune luminosité dans le tube lorsque le premier potentiel d'ionisation (16,7 volts) est atteint. Si l'on admet, comme on le fait généralement, que l'ionisation, suivie de la recombinaison de l'ion formé avec un électron, est accompagnée de l'émission d'un spectre de raies complet, il faut en conclure que, dans le cas présent, ce spectre est entièrement en dehors de la région visible.

2° La luminosité apparaît dans le tube pour un potentiel accélérateur voisin de 20 volts. Le spectre émis dans ces conditions est constitué par des raies, situées dans le rouge et dans l'orangé (à l'exception de la raie verte 5 401 Å), appartenant au type : $1,5\, s - m, p$ (séries principales), d'après la récente classification des raies du néon, par Paschen [*Ann. der Phys.*, **9** (1919), 405];

3° Les raies situées dans le vert et le bleu qui apparaissent lorsque le potentiel accélérateur dépasse 22,8 volts appartiennent au contraire à des séries secondaires (types : $2, p - m, s$ et $2, p - m, d$).

Les auteurs discutent rapidement ces résultats, dont il est impossible de donner une interprétation théorique précise. Les deux types d'ionisation accompagnée d'émission visible semblent, d'après les travaux spectroscopiques de Paschen, correspondre au départ d'électrons occupant des positions différentes dans le même atome et non à des atomes d'éléments différents. — G. Déjardin.

[1] Horton et Davies, Franck et Knipping ont obtenu pour l'hélium un potentiel de résonance voisin de 20 volts et un potentiel d'ionisation voisin de 26 volts. De plus, d'après Horton et Davies, et C.-G. Found, le potentiel d'ionisation de l'argon est compris entre 15 et 16 volts.

L'émission de lumière et l'ionisation produites par le bombardement électronique dans l'hélium pur et impur. — Horton (F.) et Davies (A.-C.) [*Phil. Mag.*, 42 (1921), 746-773]. — Dans une longue introduction, les auteurs retracent le développement des idées relatives à l'arrangement des deux électrons dans l'atome d'hélium, basées sur leurs mesures du potentiel minimum d'émission et du potentiel minimum d'ionisation pour l'atome d'hélium normal. On discute à ce sujet les déductions théoriques de Bohr, Landé, Franck et Reiche, et Kemble, on critique les résultats expérimentaux obtenus par K.-T. Compton et par Franck et Knipping.

Comme ces expérimentateurs prétendent que leurs résultats établissent l'apparition de certains effets qui ne s'accordent ni avec les résultats du précédent travail sur l'hélium à basse pression, ni entre eux, les auteurs ont repris des expériences directes sur les points en controverse, en faisant des mesures sur une étendue de pressions plus considérable. Ces expériences ont montré que, dans l'hélium *pur* :

1° Une émission de lumière se produit par les impacts d'électrons dont l'énergie correspond à 20,4 volts, en confirmation avec les précédentes conclusions des auteurs, mais en opposition avec la conclusion la plus récente de Franck et Knipping;

2° Un second type d'émission de lumière se produit pour 21,2 volts, résultat d'accord avec les conclusions de Franck et Knipping;

3° Les rayons émis à 21,2 volts ionisent l'hélium anormal produit par impacts d'électrons de 20,4 volts, et, aux pressions élevées, les effets d'ionisation observés peuvent masquer les effets d'émission. Ce résultat fournit une explication de l'ionisation de l'hélium par des électrons ayant une vitesse inférieure à celle d'ionisation normale, explication tout à fait différente de celle proposée par Compton ;

4° Les deux types de radiation peuvent être absorbés et réémis ensuite par les atomes d'hélium normaux, de sorte qu'elles peuvent passer d'atome à atome à travers un certain volume du gaz ;

5° Pour les vitesses inférieures à la vitesse d'ionisation normale, l'ionisation produite du fait des impacts d'électrons sur des atomes d'hélium anormaux est petite, dans les conditions des mesures faites, en comparaison de l'ionisation due à l'action ionisante des rayons émis à 21,2 volts. — L. Brüninghaus.

Mesure des potentiels de résonance, de radiation et d'ionisation de quelques gaz et vapeurs. — Boucher (P.-E.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 189-209]. — La méthode utilisée permet de distinguer l'ionisation d'un gaz de l'effet photoélectrique produit sur les électrodes par le rayonnement émis par ce gaz soumis à un bombardement électronique.

L'appareil est un tube à trois électrodes analogue à l'appareil à électrode d'aire variable imaginé par K.-T. Compton [*Phil. Mag.* Nov. 1920]. Il se compose : 1° d'une source d'électrons sensiblement équipotentielle constituée par une feuille de platine recouverte de chaux et de baryte, très étroite dans la région centrale qui peut être ainsi portée à une température beaucoup plus élevée que celle des extrémités ; 2° d'un cylindre de platine recouvrant la cathode précédente et fermé à l'extrémité opposée par une plaque percée d'un petit orifice circulaire ; ce cylindre est relié à une fine toile de platine placée au-dessus de l'orifice et avec laquelle il forme une électrode unique ; 3° d'une électrode en platine d'aire variable constituée soit par un disque plein, soit par une grille circulaire de même diamètre ; ces deux pièces sont maintenues à une certaine distance l'une de l'autre

par un support de verre; elles peuvent être déplacées à l'intérieur du tube et amenées alternativement en face des autres électrodes au moyen d'un électro-aimant agissant sur un fragment de fer doux noyé dans la masse du support. Des précautions particulières sont prises pour faire le vide dans l'appareil, éliminer les gaz occlus et introduire les gaz ou vapeurs étudiés.

Dans une première série d'expériences (méthode de Lenard), un potentiel accélérateur variable est appliqué entre le filament et l'électrode intermédiaire et un potentiel retardateur constant, supérieur à la plus grande valeur du potentiel accélérateur (environ 30 volts), est appliqué entre le cylindre et l'électrode d'aire variable. Si la vitesse acquise par les électrons est suffisante, un rayonnement pourra être émis par les molécules du gaz et produire un effet photoélectrique sur cette dernière électrode. L'intensité du courant produit, mesuré au moyen d'un galvanomètre très sensible (5.10^{-11} ampère pour une déviation de 1 mm), est sensiblement proportionnel à l'aire soumise au rayonnement (environ 4 fois plus grande pour le disque que pour la grille). Si les électrons produisent au contraire l'ionisation du gaz, le courant mesuré, d'ailleurs de même sens que le courant d'origine photoélectrique produit par la radiation, aura la même valeur quelle que soit l'aire de l'électrode utilisée. Les résultats ainsi obtenus permettent de construire : 1° les courbes de courant, présentant des discontinuités pour les valeurs critiques du potentiel accélérateur des électrons; 2° les courbes représentant les variations du rapport des courants correspondant respectivement au disque et à la grille, en fonction du potentiel accélérateur. Si ce rapport est égal à l'unité, le courant observé est entièrement dû à l'ionisation du gaz; s'il est égal à 4, il s'agit uniquement d'un effet photoélectrique; s'il prend une valeur intermédiaire, il se produit à la fois une ionisation et une émission de radiation.

Dans une seconde série d'expériences, le potentiel retardateur est faible (1 à 5 volts). Quand on fait croître progressivement le potentiel accélérateur, le courant produit par les électrons émis par le filament croît rapidement jusqu'à ce que les chocs deviennent parfaitement mous (résonance); il décroît, puis croît de nouveau si l'on augmente encore le potentiel appliqué; on obtient ainsi un second maximum du courant, suivi d'un troisième, etc... La différence entre deux valeurs critiques du potentiel accélérateur après celle correspondant au premier maximum, mesure le potentiel de résonance du gaz. Les corrections relatives à la vitesse initiale d'émission des électrons, à la chute de tension le long du filament et aux différences de potentiel de contact sont évaluées en bloc en retranchant de ce potentiel de résonance la valeur du potentiel appliqué correspondant au premier maximum.

Résultats : Hydrogène. Les potentiels critiques observés sont les suivants :

1° 10,1 ± 0,1 volts : émission de radiation et faible ionisation. L'effet photoélectrique de la radiation est prédominant entre 10,1 et 13,6 volts;

2° 13,6 volts : accroissement de l'ionisation ;

3° 15,6 volts : début d'une ionisation intense.

La théorie de Bohr donne 10,16 volts pour le potentiel de résonance de l'hydrogène, 13,54 volts pour le potentiel d'ionisation de l'atome et 16,26 volts pour le potentiel d'ionisation de la molécule. Compton et Olmstead [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 45] ont obtenu expérimentalement les valeurs critiques : 10,8, 13,4 et 15,9 volts.

Azote. A partir de 8,4 ± 0,1 volts, il y a émission de radiation. La longueur d'onde : 1 492,8 Å du doublet isolé observé par Lyman dans le spectre de l'azote correspond, d'après la relation : $eV = h\nu$, à 8,27 volts. Une certaine ionisation se

produit au-dessus du potentiel de résonance précédent, mais l'effet dû à la radiation prédomine largement jusqu'à 15,8 volts, potentiel d'ionisation de l'azote.

Oxygène. On observe un potentiel de résonance égal à 8,0 volts, sans émission de radiation et un potentiel d'ionisation égal à 14,0 volts. Aucune émission de radiation n'est observée avec l'oxygène, quel que soit le potentiel appliqué. Mohler et Foote [*Bureau of Standards*, n° 400 (1920), 14] ont obtenu antérieurement pour l'oxygène deux potentiels critiques : 7,9 volts (résonance, sans rayonnement ni ionisation) et 15,5 volts (ionisation). Hughes et Dixon [*Phys. Rev.*, **10** (1917), 502] ont cependant obtenu, à partir de 9,2 volts, un faible courant de Lenard qu'ils attribuent à une certaine ionisation de l'oxygène.

Pour les trois gaz précédents, les potentiels de résonance trouvés s'accordent très convenablement avec les valeurs obtenues par Foote et Mohler, tandis que les potentiels d'ionisation sont inférieurs d'un volt environ aux valeurs données par ces auteurs.

Ether $(C^2H^5)^2O$. Les potentiels critiques suivants ont été observés : 6,6 ± 0,1 volts : potentiel de résonance; émission de radiation et ionisation à 8,1 volts, l'ionisation prédomine à 10,1 volts; 13, 6 volts : forte ionisation.

Benzine. 6,0 volts : résonance; 9,6 volts : ionisation.

Xylène. 6,5 volts : résonance; 10,0 volts : ionisation.

Toluène. 6,25 ± 0,25 volts : résonance; 10,0 volts : ionisation.

Chloroforme. 6,5 volts : résonance; 11,5 volts : ionisation.

Pour ces quatre dernières vapeurs, aucune émission de radiation n'a été observée quel que soit le potentiel appliqué.

L'ensemble des résultats obtenus montre : 1° que les chocs parfaitement mous (résonance) ne sont pas toujours accompagnés d'une émission mesurable de rayonnement; 2° que les vapeurs étudiées ont des potentiels de résonance très voisins (compris entre 6 et 7 volts); 3° que les hydrocarbures semblent avoir des potentiels d'ionisation peu différents (entre 8 et 10 volts), conformément aux observations antérieures de Hughes et Dixon [*Phys. Rev.*, **10** (1917), 495] qui ont trouvé pour l'acétylène, le méthane, l'éthylène et l'éthane, des potentiels d'ionisation compris entre 9,5 et 10 volts; 4° que le potentiel d'un composé est inférieur à celui de ses constituants, ce qui semble en accord avec les idées actuelles sur la structure des molécules. — G. Déjardin.

Ionisation dans l'air sec ou humide. — **Nolan** (J.-J.) et **Harris** (J.-T.) [*Proc. Roy. Irish Acad.*, **36** (1922), 31-49]. — Dans un précédent travail, l'un des auteurs avait étudié l'ionisation produite dans l'air humide par une source radioactive. On avait observé que les petits ions apparus se divisent en quatre groupes principaux, ayant chacun une mobilité bien déterminée, de valeur égale en chiffre rond à 2; 1,8; 1,5 et 1,35 cm : s respectivement, dans un champ de 1 volt : cm. Il faut y ajouter de petites quantités d'autres sortes d'ions, dont la plus mobile avait une mobilité égale à 12. On a déjà trouvé des ions de ce type dans l'ionisation produite par pulvérisation de l'eau. Le présent travail donne les résultats d'un examen plus complet de l'ionisation dans l'air humide et dans le gaz carbonique par la *méthode du courant d'air*. On étudie aussi l'ionisation dans l'air humide et dans l'air très sec, par la méthode de Franck et Rutherford, dite *méthode du champ alternatif*.

Etude de l'ionisation de l'air humide par la méthode du courant d'air. — Les résultats obtenus dans l'air saturé de vapeur d'eau à la température ordinaire et

sous la pression atmosphérique normale, manifestent la formation dans le gaz de deux sortes d'ions, les uns de mobilité supérieure à 2, les autres de mobilité égale ou inférieure à 2. On observe dans les deux cas des ions des deux signes de mêmes mobilités. Pour les ions les plus mobiles, on a les valeurs moyennes suivantes :

12,2; 6,62; 4,23; 2.

Il faut ajouter à ces ions des deux signes et de même mobilité, quelques ions négatifs de mobilité 24.

Pour les ions les moins mobiles, on a obtenu les nombres moyens :

2,04; 1,79; 1,52; 1,37.

Etude de l'ionisation du gaz carbonique humide par la méthode du courant d'air. — Le gaz carbonique étudié était plus ou moins mélangé d'air; les résultats obtenus s'appliquent seulement aux ions positifs. Le caractère général du phénomène est le même que dans l'air. A chaque ion de l'air on trouve l'ion correspondant du gaz carbonique avec, bien entendu, une mobilité plus petite. Le rapport des mobilités correspondantes oscille entre 1,11 et 1,23 (correction faite, bien entendu, de la teneur du gaz carbonique en air).

Etude de l'air non desséché par la méthode du champ alternatif. — L'appareil contient d'abord de l'air atmosphérique ordinaire, par conséquent humide et les résultats obtenus dans ces conditions sont jusqu'à un certain point comparables avec ceux obtenus pour l'air saturé de vapeur d'eau par la méthode précédente. On a observé l'existence de cinq sortes d'ions dont les mobilités correspondent à celles des ions présents dans l'air saturé et ont pour valeurs respectives : 2,5; 2,04; 1,73; 1,54 et 1,42. Les ions plus rapides existant dans l'air saturé sont ici absents, tout au moins en quantités observables.

Etude de l'air sec par la méthode du champ alternatif. — L'air est desséché à l'anhydride phosphorique. A mesure que la dessiccation se poursuit, on observe un accroissement progressif de l'ionisation (la cause de l'ionisation restant la même). 35 jours après le début de la dessiccation, on ne trouve plus d'ions négatifs de mobilité inférieure à 2,5. Les quatre types communs d'ions négatifs lents de l'air humide ont disparu. Au contraire, les ions positifs correspondants subsistent, avec des mobilités de 2,5; 2,1; 1,8; 1,5 et 1,35 environ.

Les basses tensions permettent en outre d'observer des ions négatifs de mobilité 12; 8 et 5,6 approximativement et d'autres plus lents de mobilités 4,2 et 3,0. On retrouve aussi l'ion de mobilité 24.

Résultats peu différents pour les ions positifs, à part l'absence déjà observée dans l'air humide d'ions de mobilité 24; ce dernier ion finit cependant par apparaître de façon intermittente après une dessiccation de 42 jours.

Enfin, il semble que le gaz contienne en outre quelques électrons libres.

Les différences entre la méthode du courant d'air et celle du champ alternatif s'interprètent par la différence du rôle qu'y jouent les recombinaisons d'ions.

La dessication accroît fortement la proportion des ions rapides. Ce qui prouve que les ions communs (lents) de l'air humide doivent résulter du groupement d'un certain nombre de molécules d'eau. Le calcul montre que les valeurs des mobilités des quatre ions communs s'accordent bien avec cette hypothèse : ils seraient formés par des groupements de molécules d'eau comportant de 18 à 36 molécules.

Parmi les ions rapides, celui qui prédomine a une mobilité de 12. Il s'agit très probablement d'une molécule unique, d'oxygène ou d'azote, qui a perdu ou gagné un électron, selon le signe de l'ion.

Les résultats des expériences précédentes s'interprètent bien, dans l'ensemble,

en admettant que les groupes de molécules d'eau cités plus haut préexistent dans l'air humide et que les ions observés résultent de la fixation, sur ces groupes, des ions monomoléculaires apparus tout d'abord.

L'ion négatif de mobilité 24 se comprend sans peine : la molécule correspondante porte deux électrons au lieu d'un. Il est probable que la même explication reste valable pour l'ion positif de mobilité 24 : il est probablement dû à une molécule qui a perdu deux électrons. — L. Brüninghaus.

Fixation des électrons sur les molécules neutres dans l'air. — **Loeb (L.-B.)** [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 7 (1921), 5-10]. — L'auteur a étudié de quelle manière un électron, mis en liberté par suite d'un processus d'ionisation déterminé, se fixe sur une molécule neutre pour former un ion.

Il a, dans ce but, utilisé la différence de mobilité des ions négatifs normaux (2 cm par seconde dans le champ unité) et des électrons (200 cm par seconde dans les mêmes conditions).

Les électrons sont produits par des rayons ultraviolets frappant une plaque P constituant une des armatures d'un condensateur soumis à une différence de potentiel alternative V de demi-période T.

Si U est la mobilité de l'ion et d, la distance des armatures, on commencera à observer un courant pour $V = V_0$ tel que

$$\frac{UTV_0}{d} = d \qquad \text{et si la pression varie} \qquad \frac{Up}{760} = K \qquad (1)$$

Si on suppose, avec J.-J. Thomson, que sur n chocs d'un électron contre une molécule, un seul aboutit à la fixation sur celle-ci (n étant égal à 250 000) les électrons produits sur la plaque P pourront parcourir, avant de se transformer en ions, une certaine distance A vers l'armature opposée ; les valeurs de U et de K déterminées dans ces conditions seront plus élevées.

Dans l'air, à la pression atmosphérique, un électron met $1,6 \times 10^{-1}$ secondes pour subir 250 000 chocs. Si on réduit la pression, en même temps que la mobilité des ions sera accrue, les électrons mettront plus de temps pour subir les 250 000 chocs. La distance A pourra devenir notable et on observera que la mobilité des ions croît lorsque la pression diminue.

Partant de la théorie de J.-J. Thomson d'après laquelle, si on désigne par Q_0 le nombre d'électrons partant de P, le nombre Q de ceux qui peuvent traverser x centimètres sans se combiner à des molécules pour former des ions est donné par

$$\frac{Q}{Q_0} = \mathrm{e}^{-\frac{Wxd}{nK'LV}}.$$

W étant la vitesse d'agitation thermique de l'électron ; K', sa mobilité ; L, le libre parcours moyen ; V, la tension ; d, la distance entre les plaques ; n, la probabilité de formation d'un ion par choc.

Supposant en outre que pour $V = V_0$ tous les électrons Q_0 partant de P atteignent E et que (1) est vérifiée, l'auteur arrive à l'équation

$$I = I_0\, \mathrm{e}^{-\frac{9,9.10^8}{n}\left(\frac{d^2\left(\frac{p}{760}\right)^2}{V} - \frac{2,5\frac{p}{760}}{N}\right)},$$

susceptible d'une vérification expérimentale puisqu'elle ne renferme que n comme inconnue, $\frac{I}{I_0}$ pouvant être déterminé expérimentalement ; $N = \frac{I}{l}$ et p représentant la pression en mm de mercure.

Il a pu aussi vérifier en établissant une série de courbes de mobilité que $n = 250\,000$, et arrive à cette conclusion que la théorie de J.-J. Thomson concorde qualitativement bien avec les résultats observés et que dans l'air les électrons s'attachent aux molécules d'oxygène.

Les mesures dans l'oxygène ont en effet donné $n = 50\,000$ chocs, comme il y a dans l'air 4 molécules d'azote pour 1 d'oxygène, on retrouve bien ainsi le chiffre de 250 000 déterminé directement. — R. Fric.

Centres neutres produits dans l'air humide par la lumière ultraviolette et par d'autres causes. — Mac Clelland (J.-A.) et M' Henry (J.-J.) [*Proc. Roy. Dublin Soc.*, **16** (1921), 282-303]. — La méthode électrique employée ici s'applique à tous les gaz, y compris l'air sec ; des centres neutres traversent de l'air ionisé par de l'uranium, les petits ions les chargent et les gros ions ainsi formés se recombinent moins vite que ceux-ci. Si une recombinaison partielle a le temps de s'effectuer, la présence de centres neutres se manifestera donc par une augmentation du courant mesuré dans un champ électrique.

Le gaz est amené par un long tube de quartz dans une chambre d'ionisation qui contient entre la première électrode, mise au sol, et la deuxième, reliée à l'électromètre, un tube de verre contenant de l'oxyde d'uranium.

La lumière ultraviolette est fournie par une étincelle éclatant entre deux pointes d'aluminium très voisines du tube de quartz.

Le cylindre extérieur de la chambre d'ionisation étant amené à des potentiels déterminés, on mesure d'abord le courant C_1 dû à l'oxyde d'uranium seul. Les ions mettant ici 20 à 30 secondes pour atteindre la seconde électrode, un grand nombre d'entre eux ont eu le temps de se combiner. On fait ensuite éclater l'étincelle ; l'air contient alors des centres neutres auxquels les petits ions s'accrochent et le courant prend une valeur C_2 supérieure à C_1. Le rapport $\frac{C_2}{C_1}$ donne une idée du nombre de centres neutres. On calcule les mobilités d'après le débit du gaz, les dimensions de l'appareil et le potentiel de saturation. Par exemple, le débit variant de 1 000 à 6 000 cm³ par minute, le rapport $\frac{C_2}{C_1}$ passe de 8 à 1,2.

Cette variation est due non seulement à la recombinaison, mais à la durée différente d'exposition à la lumière ; $\frac{C_2}{C_1}$ croît avec l'intensité lumineuse et l'humidité de l'air. L'effet serait probablement nul dans l'air rigoureusement sec.

Les centres neutres semblent être constitués par des gouttelettes d'eau dont la condensation a été provoquée par des substances hygroscopiques, telles que l'eau oxygénée ou les oxydes de l'azote, formées sous l'influence du rayonnement ultraviolet. La vraisemblance de cette explication résulte de la discussion des travaux antérieurs, les réactifs chimiques n'ayant donné ici aucune indication.

D'accord avec Lenard et Ramsauer, les auteurs n'ont pu déceler de centres neutres dans l'air sec ou humide contenant de l'alcool ou du toluène ; ceux qui se forment sont probablement trop gros ou trop peu nombreux pour influer sur le courant électrique.

Un tube de verre modérément chauffé émet des centres neutres pendant quelques minutes; le tube fatigué reprend sa propriété après avoir été abandonné longtemps à l'air.

Des fils de platine et de nichrome chauffés électriquement au-dessous du rouge présentent un phénomène analogue que les auteurs attribuent à des impuretés occluses dans le métal. Toutes choses égales d'ailleurs, les nombres sont les mêmes que l'air soit sec ou humide. — A. Grumbach.

Preuves de l'existence de groupes homogènes de gros ions. — **Nolan** (P.-J.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 185-198]. — Divers physiciens, dont l'auteur, avaient cru pouvoir affirmer que les ions formés dans l'air par différentes méthodes formaient des groupes homogènes caractérisés par une mobilité bien définie. Ils avaient employé dans leurs recherches la méthode de Mac-Clelland Employant une autre méthode, celle de Zélény, M. Blackwood a cru pouvoir contester ces résultats. L'auteur a repris les expériences de Blackwood. Les courbes courant-tension obtenues par la méthode Zélény montrent très nettement les pointes correspondant aux divers groupes de gros ions. On retrouve d'ailleurs les mêmes groupes quel qu'ait été le mode de production des ions (barbotage dans l'alcool, passage sur du phosphore, etc.). Une étude plus attentive augmenterait sans doute le nombre des groupes constaté. Le résultat négatif des expériences de Blackwood paraît difficile à interpréter; il est peut-être dû à la durée trop longue du trajet des ions dans l'appareil. — L. de Broglie.

Comparaison des processus d'ionisation qui donnent naissance à des courants dans les gaz. — **Gill** (E.-W.-B.) [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 852-856]. — En mesurant le potentiel minimum d'ionisation d'un gaz par chocs des électrons sur ses molécules, et le potentiel minimum nécessaire pour exciter par le même procédé l'émission de lumière des molécules, divers auteurs ont pu constater que le deuxième nombre est plus petit que le premier. D'où l'idée que la lumière rayonnée ainsi pourrait donner lieu à un apport supplémentaire d'électrons par son effet photoélectrique sur l'électrode négative, source d'électrons.

Si les choses se passaient ainsi, le rapport entre les courants obtenus dans un même gaz pour divers champs appliqués devrait dépendre de la nature de l'électrode négative, c'est-à-dire de sa sensibilité photoélectrique.

En comparant à ce point de vue le zinc et le cuivre, ce dernier de 17 à 25 fois moins actif, on a constaté que le rapport entre les courants correspondant à chaque métal pris comme électrode négative était indépendant du champ.

Il en résulte que, si la lumière propre au gaz produit des électrons par effet photoélectrique, l'accroissement d'ionisation qui en résulte est certainement négligeable par rapport à l'ionisation ordinaire par chocs de la théorie de Townsend. — L. Brüninghaus.

Remarques sur l'ionisation par action cumulative. — **Compton** (K.-T.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 531-537]. — Horton et Davies ont montré récemment le rôle joué par les radiations dans les phénomènes d'ionisation, dans des cas où l'ionisation par impact direct est impossible ou improbable. Ces cas comprennent la formation d'arcs dans les vapeurs métalliques et dans l'hélium pour des tensions inférieures au potentiel minimum d'ionisation; ou dans l'hydrogène ou l'iode *atomiques*, obtenus par dissociation des molécules correspondantes dans un tube de tungstène incandescent.

La facilité de production de l'arc dans les gaz monoatomiques s'explique probablement par l'élasticité des impacts d'électrons, et par la capacité que possède un atome quelconque d'absorber la radiation de résonance des atomes environnants. Chaque électron peut ainsi gagner assez d'énergie pour pouvoir produire par choc rayonnement ou ionisation; la lumière libérée par chaque impact d'électron peut passer d'un atome à l'autre. Ainsi se trouve multipliée la proportion des atomes qui sont à l'état *anormal*, ou partiellement ionisé. Dans les gaz multiatomiques, cette double action ne paraît pas possible.

L'auteur a précédemment montré que l'ionisation dans les arcs à faible tension ne peut résulter que de l'effet cumulatif de deux impacts ou plus. Une preuve nouvelle résulte d'expériences sur le mercure et l'hélium, qui manifestent dans ce cas l'importance prédominante de ces effets cumulatifs.

Quelle est la nature de cette action? Quatre possibilités ont été suggérées. La majorité des atomes qui sont dans un état anormal ou partiellement ionisé peuvent se trouver dans cet état, soit du fait d'un précédent impact, soit par absorption de la radiation de résonance produite par des impacts d'électrons sur des atomes voisins. Le deuxième état d'ionisation complète peut alors être réalisé, soit par un nouvel impact d'électrons contre l'atome anormal, ou par son ionisation photo-électrique due à la réception d'un supplément d'énergie radiante.

Mais le calcul montre que le degré d'ionisation observé, par exemple avec l'hélium, est bien plus grand que celui qui résulte de l'effet d'impacts successifs. L'énergie de la radiation de résonance des atomes environnants doit donc contribuer à l'apport d'énergie nécessaire pour produire l'ionisation.

Il est raisonnable de penser que l'action cumulative est particulièrement importante dans l'ionisation thermique des gaz et, par suite que le rôle joué par les radiations, en favorisant l'ionisation thermique, est alors très important. Cette manière de voir explique notamment certains points encore obscurs de la théorie extrêmement intéressante et importante émise récemment par Saha sur l'ionisation dans la chromosphère solaire. Son hypothèse de départ revient à supposer que l'élément considéré de la chromosphère s'ionise sous l'action des bombardements moléculaires et de la radiation caractéristique du corps noir ayant la température T de la région considérée de la chromosphère. La théorie édifiée sur cette base explique parfaitement les diverses particularités du spectre solaire. Russel a indiqué cependant qu'il y a plusieurs cas auxquels la théorie de Saha ne paraît pas s'appliquer. Par exemple, les potentiels d'ionisation du baryum et du sodium sont pratiquement égaux, et pourtant le baryum semble complètement ionisé dans la chromosphère, tandis que le sodium ne l'est pas : on n'y observe, en effet, que les raies renforcées du baryum, qui apparaissent fortement, tandis que l'existence des raies D du sodium manifeste l'abondance des atomes non ionisés.

Ces faits s'expliquent si l'on considère l'influence des radiations qui favorisent l'ionisation. L'élément considéré de la chromosphère peut se trouver protégé par des couches du même élément dans la photosphère contre la radiation de résonance capable de l'ioniser. Cet effet protecteur, qui existe pour le sodium, est négligeable au contraire pour le baryum.

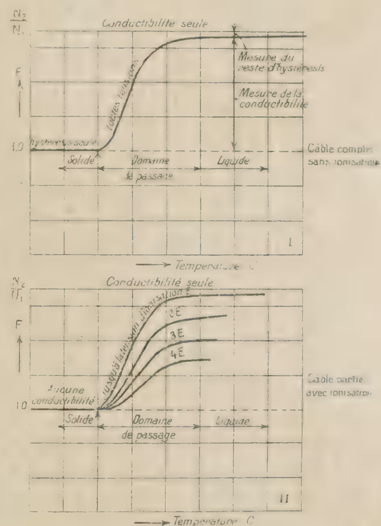
Ainsi, l'assimilation que fait Saha de la chromosphère à un corps noir n'est qu'une approximation de ce qui existe réellement, et des divergences peuvent se manifester, par rapport à cette manière de voir, en raison de l'absence de types de radiation particulièrement efficaces, que l'on observe dans le spectre de Fraunhofer. — L. Brüninghaus.

La production d'ionisation par accumulation d'effets. — Horton (H.) et Davies (A.-C.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 1020-1023]. — Suite d'une polémique entre les auteurs et K.-T. Compton au sujet d'expériences par lesquelles Compton croit avoir démontré l'existence d'une ionisation de l'hélium pour des tensions inférieures au potentiel normal d'ionisation. — L. de Broglie.

Les pertes dans le diélectrique et la charge maxima des câbles à haute tension. — Höchstädter (M.) [*El. Techn. Zeits.*, 43 (1922), 205-209]. — L'auteur critique vivement et pense réfuter les conclusions d'un travail de Clark et Shanklin [*Proc. Amer. Inst. El. Eng.*, (1919), 663-715]. Ceux-ci avaient étudié les conditions d'« ionisation initiale » du diélectrique, et avaient fixé à 1 950 volts par millimètre l'effort maximum à faire supporter par un câble. L'auteur pense que l'on peut au moins doubler ce nombre, et donne de nombreuses courbes expérimentales; mais il est remarquable qu'il ne fait pas intervenir le facteur *temps*, qui semblerait devoir jouer un rôle important. — F. Wolfers.

L'ionisation du diélectrique dans les câbles à haute tension. — Höchstädter (M.) [*El. Techn. Zeits.*, 43 (1922), 575-580; 612-616; 641-645]. — Dans cet intéressant travail, l'auteur complète et réfute partiellement les résultats obtenus notamment par Clark et Shanklin [*Proc. Amer. Inst. El. Eng.*, 1917 et 1919], et par Clark et Matson [*Proc. Amer. Inst. El. Eng.*, 1919].

Les pertes dans le diélectrique sont dues à la conductibilité seule quand il est fluide, à une sorte d'hystérésis électrique quand il est solide, et aux deux causes simultanément dans les cas intermédiaires. Dans ces derniers cas, le diélectrique étant ramolli, les phénomènes observés peuvent donner l'apparence d'une ionisation de bulles d'air qui seraient occluses dans la masse. La courbe donnant l'énergie dissipée en fonction de la température, présente un minimum très marqué.



Or, la constante diélectrique, telle qu'elle intervient pratiquement dans la technique des câbles, est indépendante de la tension, de la fréquence et de la température ; les pertes d'énergie par hystérésis sont alors proportionnelles à la fréquence et au carré de la tension, tandis que l'énergie dissipée par conduction est une fonction exponentielle de la tension. Partant de là, l'auteur montre qu'on peut distinguer les deux phénomènes en mesurant le facteur de puissance.

Si donc on mesure cos φ pour deux fréquences N_1 et N_2 et si l'on pose $\frac{\cos \varphi_{N_1}}{\cos \varphi_{N_2}} = F$, la courbe donnant F en fonction de T est indépendante de la tension si le câble est sans défaut, c'est-à-dire s'il ne se produit pas d'ionisation dans des cavités pleines de gaz. Dans le cas contraire, la courbe dépend de la tension E comme l'indique la figure. Nombreux exemples, tableaux numériques et courbes.

F. Wolfers.

La mesure des courants d'ionisation par les valves à trois électrodes. **Brentano** (**J.-C.-M.**) [*Nat.*, **108** (1921), 532]. — La méthode permet de mesurer l'ionisation par la déviation d'un galvanomètre. Elle permet de suivre des changements rapides de l'ionisation, et peut s'adapter aisément à une méthode de zéro. Une description complète du montage sera donnée ailleurs.

L. Brüninghaus.

Les figures électriques et le mouvement des ions. — **Prati** (**A.**) [*L'Arduo.*, **6** (1921), 1-14]. — Si l'on forme une lame mince de colophane en versant sur l'eau une goutte de solution dense de cette substance dans le benzène, et si l'on place à une dizaine de centimètres une pointe en communication avec l'un des conducteurs d'une machine de Wimshurt, on voit se former sur la couche mince une figure circulaire qui dépend du flux d'ions issu de la pointe. Un corps quelconque introduit entre la pointe et la lame mince fait apparaître sur cette dernière une figure nouvelle que Righi a désignée par ombre électrique. L'auteur a étudié le phénomène en utilisant comme corps portant ombre un conducteur cylindrique isolé, d'axe horizontal et en faisant varier les circonstances de l'expérience. Résultats qualitatifs. — R. Chevallier.

La cohésion diélectrique. — **Bouty** (**E.**) [*Ann. de Phys.*, **16** (1921), 5-34]. — Dans ce mémoire, M. Bouty résume les importantes recherches qu'il a effectuées sur ce sujet de 1899 à 1914. Ces recherches ont déjà fait l'objet d'un certain nombre de publications, mais le lecteur trouvera ici un exposé d'ensemble des méthodes expérimentales et des lois obtenues pour les variations du champ critique et de la différence de potentiel d'effluve avec la pression, la température et la nature du gaz ; il se rendra ainsi compte de l'importance des résultats accumulés par M. Bouty, ainsi que des points sur lesquels ils sont encore incomplets. — G. Bruhat.

Sur la décharge dans le vide. — **Lilienfeld** (**J.-E.**) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **2** (1921), 13-17]. — Etude d'un mode de décharge dans lequel l'ionisation du gaz n'intervient plus. Le vide est très poussé ; la partie active de l'anode est une surface de très faible rayon de courbure, de l'ordre de quelques centièmes de millimètre : c'est une pointe ou une arête, sur laquelle se forment de petits foyers ponctuels. La décharge ne produit pas de lumière visible, sauf la lumière gris-bleu voisine de l'anticathode, dont le spectre est entièrement continu. L'anode émet des rayons X intenses et la cathode ne s'échauffe pas : elle ne rougit pas pour des courants de 30 milliampères obtenus avec une seule pointe. L'effet est indépendant de la température. Les forces pondéromotrices d'attraction entre les deux électrodes sont notablement plus grandes que sans décharge.

L'auteur explique ces phénomènes en admettant que le champ à la surface de la pointe devient assez fort pour en arracher les électrons du métal. — G. Bruhat.

Théorie de la décharge dans le vide. — **Jaffé** (**G.**). — **Remarques sur l'article précédent.** — **Lilienfeld** (**J.-E.**) [*Ann. der Phys.*, **64** (1921), 733-749]. — Dans un travail précédent [*Ann. der Phys.*, **63** (1920), 145], M. Jaffé traitait par le calcul le phénomène de la décharge à très faible pression entre électrodes indéfinies et dans le cas particulier où la seule ionisation présente est une ionisation de volume. Il fut conduit à la formule $V = (ai)^{2/3} x^{4/3} (1 - bi^{-1/3} x^{4/3})$, dans laquelle V désigne la différence de potentiel entre les électrodes ; x, leur distance ; i, l'intensité du courant ; a et b, deux constantes.

Pour répondre à certaines critiques de M. Lilienfeld [*Ann. der Phys.*, 63 (1920), 175], l'auteur reprend ses calculs en supposant cette fois que le libre parcours est petit par rapport à x. Il néglige tout d'abord l'influence de l'agitation thermique et retrouve une formule analogue à la précédente

$$V = (a'i)^{2/3}\, x^{5/3}\, (1 - b'i^{-1/3} x^{2/3}).$$

Aux fortes intensités, on obtient encore la proportionnalité entre i et $V^{3/2}$. M. Jaffé cherche ensuite l'influence de l'agitation thermique et montre qu'elle accroît l'exposant de V, de sorte qu'on aurait $\frac{i}{V^2} = C^{te}$ si l'agitation thermique dominait.

Si l'on pousse plus avant l'analyse de cette formule en tenant compte de la pression P (qui influe sur a' et b'), on voit qu'elle s'accorde parfaitement avec l'expérience à la condition d'admettre que le libre parcours λ ne dépend pas de P; c'est le diamètre du tube qui le détermine. M. Jaffé, pour expliquer ce fait, émet l'hypothèse que les chocs des électrons contre la paroi du tube produisent une ionisation locale qui détermine λ. Cela rend compte de l'échauffement du verre ainsi que de la faible augmentation d'intensité qu'entraîne un accroissement de pression (due à la faible influence de l'ionisation de volume).

M. Lilienfeld fait suivre cet article d'un nouveau faisceau de « remarques ». Il souligne que le nouveau point de vue de M. Jaffé aboutit au même résultat que le sien : l'ionisation de volume, dans sa forme ordinaire, est incapable d'expliquer les faits. Ces points de vue diffèrent pourtant de façon essentielle : il croit à une influence prépondérante de l'agitation électronique désordonnée. Il indique dans quel sens on doit orienter les expériences décisives. — M. Courtines.

Sur certains types de décharge électrique. — **Mallik (D.-N.) et Das (A.-B.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 216-222]. — Expériences entreprises pour vérifier certains résultats théoriques, précédemment obtenus.

Les tubes à décharge, cylindriques, sont au nombre de trois T_1, T_2, T_3. T_1 a 34,4 cm; T_2, 14,5 cm; T_3, 4,2 cm de longueur. Ils sont groupés en parallèle; on observe les effets de la pression et de la longueur sur le caractère de la décharge.

1° A la pression mesurée par 73 mm de mercure, pas de décharge dans T_1; décharge en fuseau dans T_2; décharge en forme de bande dans T_3. Pour 20,5 mm de mercure, T_1 donne une décharge en fuseau, T_2 en bande, T_3 en lueur. Le fuseau est dû à la répulsion mutuelle de filets élémentaires.

2° Les actions électromagnétiques (action d'un champ magnétique normal à la direction du tube) ne se manifestent que sur la décharge en bande étroite, ou ayant la forme d'un seul filet. Ce résultat confirme la théorie des auteurs.

3° Pression réduite à 0,03 mm de mercure. Dans T_1 : décharge finement stratifiée; dans T_2 : décharge avec strates plus épaisses; dans T_3 : pas de colonne positive, la lueur cathodique envahit tout le tube.

Ces changements correspondent aux particularités qui se manifestent sur les courbes reliant les pressions aux différences de potentiel entre les électrodes pendant la décharge (les tubes sont connectés à une bobine fournissant une longueur déterminée d'étincelles, entre électrodes sphériques de diamètre fixe, et dans l'air).

4° D'une façon générale, il semble que, pour la même force électromotrice dans le primaire de la bobine, l'intensité du courant dans un tube déterminé et le caractère de la décharge dépendent de la pression.

5° Lorsque, pour une pression convenable, la décharge se produit sous la

forme bande, le conducteur gazeux paraît suivre la loi d'Ohm, au moins approximativement. Ceci est à rapprocher de la sensibilité de cette forme de décharge aux actions électromagnétiques. — L. Brüninghaus.

Sur l'émission des ions des flammes amenés à l'air libre au sein d'une étincelle. — Greinacher (H.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 65-69]. — L'auteur, pour faire sortir les ions d'une flamme, utilise une étincelle éclatant entre une électrode de platine placée au sein de la flamme et une boule métallique située à quelques centimètres en dehors de la flamme. Sous l'influence du champ électrique existant entre les deux électrodes, certains ions peuvent sortir de la flamme et être observés spectralement. Dans une flamme ordinaire sans métal, la partie de l'étincelle située hors de la flamme apparaît divisée nettement en deux parties : la partie la plus rapprochée de la flamme ne contient que la raie H_α très intense; l'autre, plus longue, renferme toutes les raies du spectre d'étincelle de l'air. Si l'on place dans la flamme des sels de métaux alcalins et alcalino-terreux, les ions de ces métaux quittent aussi la flamme pour se diriger vers l'électrode négative. La partie extérieure à la flamme contenant ces ions ne fournit pas avec une égale intensité toutes les raies de la série; les raies les plus intenses sont celles de plus faible fréquence (raies dans le rouge et l'infrarouge). — G. Ribaud.

Disparition des gaz dans la décharge électrique. — Campbell (N.-R) et Ward (H.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 914-937]. — Ce mémoire a pour but de déterminer comment varie la quantité de gaz absorbé dans une décharge en présence de vapeur de phosphore, en fonction de divers facteurs.

L'influence de la nature du gaz n'a pu être examinée pour les gaz à molécules complexes en raison des actions chimiques. Les gaz inertes sont peu absorbés : l'hydrogène et l'azote se comportent presque de même.

La nature de la décharge, la température ambiante, la forme du récipient, la pression du gaz n'ont pas d'influence sensible. L'état des parois est souvent sans importance, cependant si l'on tapisse les parois de certaines substances (tungstène par exemple) par évaporation d'un filament chaud, l'effet d'absorption augmente beaucoup.

La relation entre la quantité de gaz absorbée et la quantité de phosphore présente est représentée par une ligne brisée. L'absorption se produit en deux phases, une très rapide absorption accompagne le dépôt du phosphore sur les parois, puis elle se ralentit. L'ionisation paraît jouer un rôle important dans le phénomène, car il n'a lieu que très lentement en l'absence de la lueur visible. Si l'on évapore le phosphore déposé sur les parois, le gaz absorbé est libéré.

L'arsenic possède les mêmes propriétés que le phosphore. Une discussion des résultats termine le mémoire. Les couches de phosphore déposées sur les parois seraient, pensent les auteurs, électriquement polarisées et les ions gazeux viendraient y adhérer. Ce mécanisme rendrait compte des diverses apparences observées. — L. de Broglie.

Contribution au travail de H. Schüler sur la chute de potentiel aux électrodes dans les tubes à décharge. — Kost (H.) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 494]. — Courte note accompagnée de trois clichés qui illustrent les trois formes de décharge A, B et C distinguées par Schüler dans un tube à cathode creuse.

L. Bloch.

Sur l'élimination de l'inégale répartition des ions au voisinage des électrodes, dans les expériences sur le potentiel explosif. — Guye (C.-E.) et Weigle (H.) [*C. R. Soc. Phys. Genève*, 39 (1922), 44-45]. — On élimine cette perturbation, en produisant entre les électrodes une forte circulation gazeuse, tout en maintenant au moyen des rayons X une ionisation intense. Le potentiel explosif, dans ces conditions, tend vers une valeur bien déterminée, quelle que soit la valeur du courant d'air, dans de très larges limites. — Ed. Salles.

Recherches complémentaires sur le potentiel explosif dans l'anhydride carbonique aux pressions élevées. — Guye (C.-E) et Mercier (P.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 4 (1922), 27-37]. — Expériences effectuées dans le but de voir si l'on trouverait les mêmes résultats qu'avec l'azote, en employant des électrodes hémisphériques de 15 mm de diamètre, avec lesquelles la loi se vérifie le mieux. Le dispositif expérimental a été le même que celui de Hammershaimb et Mercier [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, (1921)]. Toutefois les auteurs ont employé une source ionisante auxiliaire, constituée par du radium, des rayons X, ou une lampe Nernst, afin d'éviter l'influence causée par l'altération des électrodes.

Si l'on fait abstraction de la plus petite distance explosive, 0,5 mm, la loi de Paschen sous la forme $V = f(pd)$ est vérifiée à 2 pour 100, et à 3 pour 100 lorsqu'on l'exprime par la formule $V = f(md)$; la pression maxima étant de 25 atm. C'est vraisemblablement la seconde manière d'énoncer la loi qui est la plus exacte, où m représente le nombre de molécules par unité de volume.

Ed. Salles.

Sur les potentiels explosifs des oscillations électriques rapides. — Leontiewa (A.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 33-35]. — L'auteur a recherché comment varie le potentiel explosif avec la longueur des étincelles dans le cas des oscillations électriques de courte longueur d'onde (2 à 42 m). La self-inductance du circuit oscillant est constituée principalement par une boucle de 2,5 cm environ de diamètre; la capacité, petite, est réglable. En prenant les précautions expérimentales d'usage, l'auteur trouve que la forme des électrodes n'a pas d'influence notable sur les résultats dans le cas d'étincelles courtes et de petites longueurs d'onde (2 à 6 m). Le potentiel explosif, pour les courtes longueurs d'onde, peut être jusqu'à six fois plus grand que pour les décharges statiques. Ce potentiel explosif apparaît comme une fonction linéaire croissante de la distance des électrodes; le taux de croissance est d'autant plus élevé que la longueur des ondes est plus petite. — M. Pauthenier.

Sur le passage de l'électricité d'une pointe à un plan à travers un liquide isolant. — Bellisaj (E.) [*Nuov. Cim.*, 21 (1921), 310-316]. — On établit entre la pointe et le plan une différence de potentiel connue et l'on mesure l'intensité du courant qui passe. Résultats qualitatifs.

1° A égalité de différence de potentiel l'intensité décroît quand on prend successivement comme isolants l'huile de paraffine, l'huile de vaseline, la glycérine.

2° Le courant est plus intense si la pointe est négative que si elle est positive.

R. Chevallier.

La rigidité diélectrique de l'huile. — Flight (W.-S.) [*Brit. Electr. Allied Manuf. Assoc.*, 10 (1922), 113-119]. — La mesure de cette rigidité donne des résultats variables avec la forme et la disposition des électrodes; il en est du reste de même dans l'air. L'auteur rappelle les essais effectués sur des huiles végétales, lesquelles, dans bien des cas, sont supérieures, à ce point de vue, aux huiles minérales utilisées généralement, mais ces huiles ont l'inconvénient de former des

dépôts par suite de l'oxydation ou de la polymérisation de leurs constituants, de sorte que les huiles minérales sont seules utilisées. La teneur en eau de ces huiles a également une influence considérable sur leur rigidité diélectrique; la figure 1

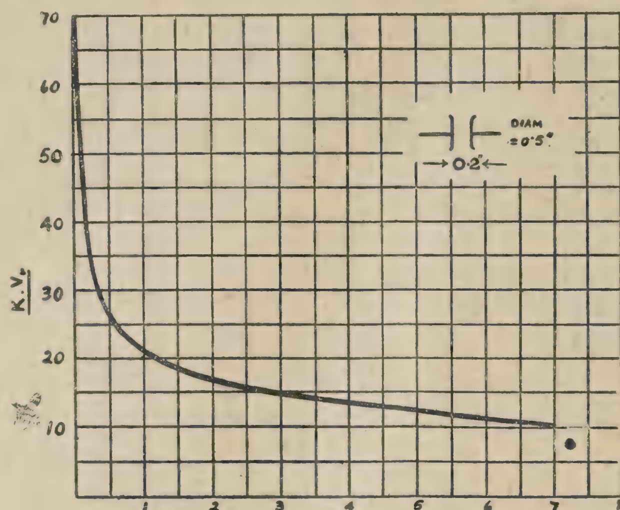


Fig 1. — Effet de l'humidité sur la rigidité diélectrique de l'huile
Eau pour 10 000 volumes.

est très caractéristique à ce point de vue et il importe de faire les essais sur des huiles convenablement déshydratées. Quant à la forme des électrodes son action

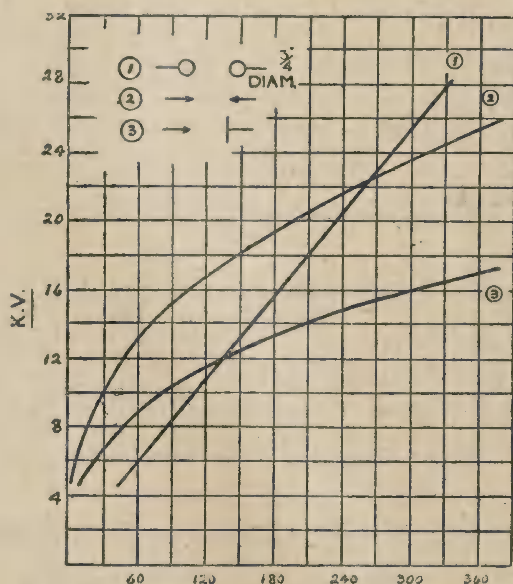


Fig 2. — Variation de la rigidité diélectrique en kilovolts en fonction de la distance d'éclatements dans l'huile exprimée en mils (0,025 mm). Les courbes ont été obtenues avec de l'huile commerciale essayée entre pointe et sphère, entre pointes et entre pointe et plan. Voir aussi les résultats obtenus par A.-R. Everest et décrits par E. B. Wedmore. [*R. G. E.*, **11** (1922), 80 D].

est mise en évidence par les courbes de la figure 2 qui correspondent aux résultats obtenus avec trois formes différentes d'électrodes : les électrodes sphériques donnent une ligne sensiblement droite, les autres formes donnent des lignes dont la courbure est très prononcée. L'auteur a vérifié également que la position des électrodes n'est pas indifférente ; lorsque les électrodes sphériques sont disposées verticalement, la rigidité mesurée est plus grande que pour une disposition horizontale, l'effet est inverse pour les électrodes en forme de pointes. Les huiles du commerce contiennent toujours une certaine quantité d'impuretés provenant souvent des récipients servant au magasinage et au transport ; en outre, après un emploi d'assez longue durée, certaines parties de l'huile sont oxydées et forment des dépôts dont l'effet peut être comparé à celui de l'eau, bien que la diminution de la rigidité diélectrique qui résulte de leur présence soit moins grande ; il est cependant bon de débarasser l'huile de ces dépôts. — E. B.

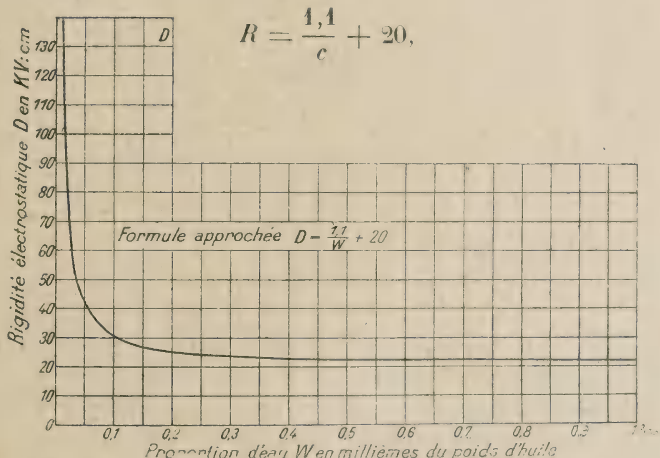
La rigidité diélectrique des huiles isolantes. — **Oelschläger (E.)** [*El. Techn. Zeits.*, **43** (1922), 54]. — Les données que l'on trouve à ce sujet dans divers ouvrages sont contradictoires à cause de l'indétermination des conditions de l'expérience, et en particulier de la forme des électrodes. L'auteur se sert de deux cylindres de rayons r_1 et r_2 ($r_1 > r_2$) ; la rigidité R est alors déterminée par le champ à la surface du cylindre intérieur. V étant la différence de potentiel ; l'on a

$$R = \frac{V}{r_1 \log_e \frac{r_1}{r_2}}.$$

Les expériences ont été faites en courant sinusoïdal de fréquence 50. Avec de l'huile séchée avec un soin tout particulier, l'on peut atteindre la valeur $R = 230$ kV par cm.

En pratiquant des additions d'eau à de l'huile bien sèche, l'auteur a trouvé approximativement

$$R = \frac{1,1}{c} + 20,$$



R étant évalué en kV : cm, et c étant la concentration en eau pour 1000 (fig. 1).

L'huile absorbe lentement l'humidité de l'air : on a trouvé ainsi, pour une valeur initiale de 145 kV : cm, les valeurs 100, 60, 40 et 20 après 1, 3, 5 et 15 jours.

F. Wolfers.

Caractéristiques (longueur, tension, intensité, pression) des arcs normaux pour diverses substances constituant les électrodes. — Eddy (W.-N.) [*Gen. El. Rev.*, 25 (1922), 188-192]. — Les caractéristiques de l'arc ont été l'objet de nombreux travaux, ceux notamment de Ayrton, Duddell et Childe, qui ont tous fait œuvre éminemment utile en établissant des équations qui restent valables dans des limites étendues. De plus, en 1906, Steinmetz a publié une équation qui reste exacte pour diverses substances et pour des arcs de longueurs très différentes les unes des autres. Le présent article reproduit les résultats de ces divers travaux sous une forme facilement utilisable pour le technicien, en éclaircissant son exposé au moyen de nombreuses courbes et figures.

L. Brüninghaus.

Théorie de l'arc électrique Beck. — Beck (H.) [*El. Techn. Zeits.*, 42 (1921), 993-999]. — L'arc Beck est obtenu en utilisant des intensités de courant élevées, 60 à 155 A au-dessus, sous la plus haute des deux tensions caractéristiques à laquelle il est possible de réaliser un arc dans ces conditions. A l'inverse du cas général, où l'emploi de crayons non homogènes a pour résultat d'abaisser la tension de régime de l'arc, l'arc Beck se distingue par ce fait que la tension de fonctionnement est plus élevée, à intensité de courant et à distance entre électrodes égales, que si l'on emploie des charbons en carbone pur. Ce type d'arc trouve, en particulier, son utilisation dans les projecteurs, en raison de son haut éclat intrinsèque qui atteint 1 000 bougies par millimètre carré. Il peut être produit suivant deux dispositifs, l'un comportant des anodes exposées à l'air libre; l'autre, des anodes soumises à un refroidissement artificiel. L'objet propre de l'article est de décrire les phénomènes d'ordre divers observés par l'auteur au sujet des arcs du genre mentionné et d'exposer en même temps une théorie capable d'expliquer ces phénomènes et susceptible, sur les points encore douteux, de tracer la voie pour des recherches ultérieures. — L. D.

Interruption de courant par arc soufflé dans un champ magnétique. — Höpp [*El. Techn. Zeits.*, 43 (1922), 186-187]. — Examen critique d'un travail de Eschholz (O.-H.) [*Electr. World*, 78 (1921), 461] sur la durée et la longueur maxima de l'arc soufflé par un champ magnétique entre deux électrodes en forme de cornes. Tableaux numériques et clichés cinématographiques de l'arc. Dans des conditions bien choisies, il est possible d'obtenir que les électrodes ne soient pas sensiblement attaquées. D'autre part, entre surfaces bien polies, la longueur maxima de l'arc peut être réduite dans le rapport de un à dix. Il semble possible de réaliser des interrupteurs à arc soufflé pour les circuits à grande intensité de courant et faible self-induction. — F. Wolfers.

Recherches sur l'électricité de contact dans un vide élevé. — Lotz (A.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, 1 (1921), 183-187]. — Observation du signe de l'électrisation de contact d'une substance variable avec le verre (Felsenglas de Schott), dans un vide élevé. On la compare avec l'électrisation observée à une pression de un centième de mm de mercure dans l'air sec ou l'air humide, ou dans une atmosphère d'hydrogène ou d'oxygène. Les substances étudiées sont des diélectriques ou des métaux pulvérisés et des amalgames.

Discussion de certains procédés d'allumage des lampes à mercure : frottement, déplacement d'électricité ou même simple éclairement. — R. Fortrat.

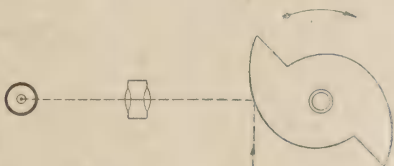
Ionisation dans la décharge des tubes de Geissler. — Rumpf (E.) [*Ann. der Phys.*, **66** (1921), 50-70]. — L'auteur s'est proposé de mesurer la densité des ions, la constante de temps dans la décharge d'un tube de Geissler (temps nécessaire pour réduire de moitié le nombre des ions) et le coefficient de recombinaison des ions existant dans ce tube.

La méthode utilisée consiste dans l'emploi d'un tube portant des électrodes transversales. Ces deux électrodes dont intercalées dans un circuit comportant un condensateur entre les armatures duquel règne au début une tension de 8 volts, un galvanomètre et un interrupteur I ouvert au début. On interrompt au temps 0 le courant passant dans le tube de Geissler : les ions tendent à se recombiner; on ferme l'interrupteur I au temps t : les ions restant dans le tube permettent au condensateur de se décharger partiellement dans le galvanomètre; de l'impulsion reçue par ce dernier se déduit le nombre d'ions existant entre les armatures. Si l'on connaît le temps t, on peut déduire le coefficient de recombinaison. On pourrait faire varier le temps t en disposant l'interrupteur I en divers points de la trajectoire d'un corps tombant en chute libre. La densité des ions à l'instant t se déduit de l'impulsion du galvanomètre.

Or si la disparition des ions se produit uniquement par recombinaison, l'ionisation doit varier suivant une loi hyperbolique, ce que vérifie l'expérience; de cette loi hyperbolique peut se déduire la constante de recombinaison égale pour l'air à 0,2 mm Hg à $3{,}5 \times 10^{-8}$

Pour obtenir des mesures concordantes, il est nécessaire que les électrodes amenant la décharge soient en excellent état. Si elles ne sont pas bien polies, il se produit des couches électriques perturbant les résultats et se manifestant d'ailleurs par une scintillation caractéristique sur la cathode. — A. Foch.

Une méthode simple pour l'obtention des courbes de courant alternatif avec les tubes à décharges. — Geyger (W.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 153-154]. — L'image de la source lumineuse alternative est projetée par un objectif sur la surface d'un cylindre tournant recouvert de papier blanc. La directrice du cylindre est une spirale d'Archimède dont le rayon vecteur est proportionnel à l'angle de rotation ; si le cylindre est entraîné par un moteur synchrone, et si l'on regarde latéralement, on observe des surfaces éclairées fixes, dont le contour dessine la courbe du courant avec les temps comme abscisses. — G. Bruhat.



THÉORIE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Un électron accéléré rayonne-t-il nécessairement de l'énergie? — Livens (G.-H). [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 807-808]. — Ceci est une remarque au sujet d'un travail de Milner. Celui-ci discutait la question du rayonnement d'un électron accéléré, dans le cas de deux électrons, de charges égales et opposées, se déplaçant d'abord à la rencontre l'un de l'autre, venant au contact, puis se séparant, la trajectoire suivie étant confondue avec une ligne de force d'un champ électrique uniforme.

Dans ce cas, il n'y a pas d'émission irréversible d'énergie, ou d'absorption, fait qui à première vue paraît contredire la notion généralement admise d'après laquelle un électron en mouvement accéléré rayonne de l'énergie.

L'auteur montre que le résultat de Milner ne contredit en rien les prévisions de la théorie classique. — L. Brüninghaus.

Sur les potentiels scalaire et vecteur dus à des charges électriques en mouvement. — Anderson (A.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 131-138]. — L'auteur reprend sous une forme plus détaillée l'exposé qu'il a déjà fait antérieurement d'une méthode de calcul des potentiels scalaire et vecteur dus à des charges électriques en mouvement. — L. Brüninghaus.

Effet d'un champ magnétique uniforme sur le mouvement des électrons entre deux cylindres coaxiaux. — Hull (A.-W.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 31-57]. — « On considère deux cylindres coaxiaux entre lesquels est établie une certaine différence de potentiel; dans l'espace intermédiaire, règne un champ magnétique uniforme parallèle à l'axe des cylindres. Quel est le mouvement d'un électron qui quitte la cathode avec une vitesse donnée? » Tel est le problème étudié au début du mémoire. L'étude mathématique montre l'existence d'une certaine différence de potentiel critique au-dessous de laquelle l'électron ne peut atteindre l'anode. Cette valeur critique dépend du champ magnétique et de la disposition des électrodes. L'auteur approfondit les trois cas suivants : 1° anode filiforme, cathode formée d'un large cylindre coaxial; 2° cathode filiforme, anode formée d'un large cylindre coaxial; 3° les rayons des deux électrodes sont très grands par rapport à leur distance.

Les formules obtenues ont été soumises au contrôle expérimental grâce à l'examen de plus de mille tubes à vide. Les courbes construites dans des conditions correspondant le mieux possible aux cas théoriques simples sont en très bon accord avec les prévisions. — L. de Broglie.

Mouvement d'un électron entre des électrodes coaxiales en tenant compte de la variation de la masse avec la vitesse. — Page (L.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 58-61]. — Calcul fait à propos des expériences de Hull. Les formules fournissent une méthode pour vérifier l'expression théorique de la masse longitudinale. — L. de Broglie.

La trajectoire d'un électron rigide qui se déplace dans un champ magnétique constant tournant avec une vitesse angulaire constante. — Hulburt (E.-O.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 329-332]. — Etude du mouvement d'un électron dans les conditions ci-dessus énoncées, en négligeant les dimensions finies de l'électron, son rayonnement et la variation de sa masse. Le plan de rotation du champ est pris pour plan des XZ. Si la vitesse initiale est contenue dans ce plan, l'électron décrit une trajectoire ondulée, non fermée, dans un espace annulaire d'axe parallèle à OY. Si la vitesse initiale est perpendiculaire au plan des XZ, la trajectoire est une sorte de spirale d'un type compliqué dans la direction générale de l'axe des Y. Dans aucun cas, même si la fréquence de rotation du champ est très élevée (10^6 par seconde), l'électron ne prendra une vitesse considérable. — L. de Broglie.

Sur les orbites dans un champ de doublets. — Wrinch (D.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 993-1013]. — Etude mathématique du mouvement d'un électron dans le champ d'un doublet suivant les lois classiques de la mécanique et de l'électrodynamique. Un atome neutre pouvant en première approximation être considéré comme un doublet, cette étude peut servir de préface à la théorie de l'émission ou de la capture d'un électron par un atome, théorie dans laquelle il faudra nécessairement aussi faire intervenir les quanta. — L. de Broglie.

Sur une démonstration simplifiée des propriétés des potentiels retardés et du principe d'Huyghens. — **Kennard** (E.-H.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 1014-1017]. — Nouvelle démonstration des formules donnant la valeur des potentiels en un point en fonction des valeurs de ce potentiel et de ses dérivées sur une surface entourant le point. Selon une méthode due à M. Abraham, l'auteur emploie comme artifice mathématique une sphère se contractant avec la vitesse de la lumière ; la démonstration est très rapide. — L. de Broglie.

Un émetteur d'ondes électriques à l'intérieur d'une enceinte métallique. — **Collo** (J.-B.) [*Ann. der Phys.*, 65 (1921), 41-50]. — Un oscillateur de Planck est supposé placé au centre d'une sphère conductrice percée d'une petite ouverture. Il envoie à travers celle-ci des ondes électriques dont on étudie théoriquement l'amortissement. — R. Fortrat.

Le champ électromagnétique d'une antenne d'émission faiblement amortie (1). — **Schachenmeier** (R.) [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 676-679]. — Le cas, aujourd'hui fréquent, d'antennes pourvues de fortes capacités terminales, est traité au moyen d'un procédé approché de calcul qui peut rendre certains services.

M. Pauthenier.

Le rapport entre la hauteur d'une antenne simple et sa longueur d'onde propre. — **Press** (A.) [*Electr.*, 87 (1921), 729-730]. — L'auteur étudie le problème des oscillations dans une antenne unifilaire verticale. Il estime qu'une telle oscillation ne peut pas être traitée comme une onde stationnaire à cause du rayonnement. Celui-ci produit en effet des phénomènes équivalents à des hystérésis magnétique et électrique et empêche l'énergie emmagasinée dans le champ de l'antenne pendant une demi-période de lui être entièrement rendue dans la demi-période suivante.

Renvoyant à son « Harmonic Algebra » et à un article de lui dans les *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* de décembre 1920, il écrit les expressions des intensités et potentiels en un point quelconque d'une antenne simple. Ces expressions sont les séries trigonométriques circulaires et hyperboliques.

Il en déduit finalement que la longueur d'onde propre d'une antenne unifilaire verticale de hauteur h doit être égale à environ $5\,h$, comme Fleming l'avait trouvé expérimentalement. — Mesny.

Mesure de la hauteur effective d'une antenne : cas particulier. — **Pession** (G.) [*Radio Rev.*, 2 (1921), 228-230). — Les hauteurs effectives d'une antenne émettrice A et d'une antenne réceptrice B sont liées par la relation $h_A h_B = \frac{I_r}{I} \frac{dR\lambda}{120\pi}$ (I, I_r, intensités dans A et B; d, distance AB; R, résistance de B; λ, longueur d'onde). La méthode mentionnée dans l'article utilise trois antennes, que l'on combine deux à deux, d'où trois équations à trois inconnues h_A, h_B, h_C. — M. Courtines.

Le rayonnement des antennes circulaires et semi-circulaires. — **Seidel** (F.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen* (1920), 65-86]. — En supposant une distribution sinusoïdale du courant le long de l'antenne, l'auteur a calculé l'intensité du rayonnement en un point éloigné en fonction de la direction, ainsi que la résistance R qu'il faudrait placer au nœud de vibration de l'antenne pour absorber

(1) Conférences et discussions du Congrès allemand de Physique à Iéna (18-24 sept. 1921).

une quantité d'énergie équivalente au rayonnement total. Ce calcul a été fait pour le cas : 1° d'un circuit circulaire fermé ; 2° d'un circuit circulaire interrompu par un condensateur ou une simple coupure ; 3° d'un circuit en demi-cercle. L'on a supposé le courant d'antenne sinusoïdal et non amorti. L'auteur donne les courbes caractéristiques de distribution de l'intensité dans l'espace.

Pour les expériences de contrôle, l'antenne a été utilisée comme résonateur, dans le champ d'un émetteur d'ondes entretenues de 4 mètres de longueur d'onde. Le calcul et l'expérience s'accordent à 3 p. 100 près environ, d'où l'auteur conclut que le courant dans l'antenne est en effet sinusoïdal. — F. Wolfers.

Etude sur la résistance des antennes d'émission. — Eckersley (T.-L.) [*Electr.*, 87 (1921), 786-787]. — C'est un extrait d'une note lue par l'auteur devant l' « Institution of Electrical Engineers ». L'auteur examine l'action sur le rendement des antennes des contrepoids qu'il appelle intentionnellement écrans. Il considère en effet que leur principal rôle est d'arrêter les lignes de force qui iraient à la terre et y provoqueraient des pertes très importantes dans les diélectriques qu'elle contient.

Ces écrans doivent être constitués par un réseau de fils dont les distances mutuelles soient de l'ordre de leur hauteur au-dessus du sol ; ils doivent recouvrir une surface qui déborde la projection de l'antenne d'une largeur égale à la hauteur de cette dernière. Il cite le cas d'un tel montage effectué par lui et dans lequel la résistance de l'antenne était seulement de 1 ohm, alors que la résistance avec une terre ordinaire atteignait 4 ohms,

Une discussion animée a suivi la lecture de cette note et nombreux furent les radiotélégraphistes qui s'élevèrent contre les idées émises. — Mesny.

La résistance de radiation de différents types d'antennes. — Press (A.) [*Journ. Inst. El. Eng.*, 59 (1921), 439-442]. — La perte d'énergie par radiation électromagnétique, abstraction faite des effets d'absorption, est semblable à une perte complexe par hystérésis; cela tient à ce que les champs électrique et magnétique absorbent de l'énergie au système, mais le quantum d'énergie restituée est inférieur à l'énergie prise pour charger ces champs. Après avoir développé le côté mathématique de l'hystérésis elliptique, l'auteur traite l'antenne comme une ligne de transmission chargée d'une manière hystérétique, et il donne les valeurs vraies de la distribution de tension et d'intensité en fonction de la longueur de l'antenne. Comme résultat de cette analyse, l'auteur explique le coude de la courbe caractéristique de la résistance d'antenne en fonction de la fréquence appliquée ; la branche montante correspond à la radiation et à l'absorption dues à la capacité ; la branche tombante est due à la composante électrique. Le minimum de la courbe correspond à une condition de radiation dans laquelle l'effet de capacité égale les effets d'hystérésis magnétique. Les constantes d'hystérésis, par unité de longueur, peuvent constituer un moyen de comparer entre eux différents systèmes d'antennes. L'auteur produit un tableau de caractéristiques correspondant à 8 antennes différentes (cuirassés Maine et Massachussetts, Washington Naval Yard, Bureau of Standards, etc.). — P. V.

Sur l'origine de la résistance de rayonnement. — Brillouin (L.) [*Radioél.*, 3 (1922), 147-152]. — Les notions de *résistance de rayonnement* et de *variation de la selfinductance avec la fréquence* s'introduisent naturellement dans le calcul de la force électromotrice totale développée dans un circuit, lorsqu'on tient compte de la

durée de propagation $\frac{r}{c}$ de la perturbation électromagnétique entre deux éléments de ce circuit situés à une distance r.

Le calcul complet ne peut se faire par les procédés élémentaires ; ce sont les potentiels retardés de Lorentz qui donnent la solution. L'auteur en fait deux applications : l'une à un cadre plan de forme quelconque, l'autre à un circuit ouvert (doublet de Hertz ou antenne), en supposant toutefois ces circuits éloignés de tout corps conducteur.

1° *Cadre plan.* — La réaction du champ extérieur sur le circuit se met sous la forme :

$$E = L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + l_2\frac{\mathrm{d}^2 i}{\mathrm{d}t^2} + l_3\frac{\mathrm{d}^3 i}{\mathrm{d}t^3} + l_4\frac{\mathrm{d}^4 i}{\mathrm{d}t^4} + \ldots\ldots$$

où le coefficient L n'est autre que la self-inductance du cadre, seul terme important en cas de variation lente du courant. Si l'on suppose le courant i sinusoïdal, de pulsation ω, l'expression ci-dessus devient

$$E = (L - l_3\omega^2 + \ldots\ldots)\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} - (l_2\omega^2 - l_4\omega^4 + \ldots\ldots)i\cdot$$

On y trouve :

1° Un terme de correction $l_3\omega^2$ de la self-inductance avec la fréquence. Son expression dépend de la forme du circuit.

2° Un terme en phase avec i, équivalent à la force électromotrice d'une résistance fictive R.

$$R = -l_2\omega^2 + l_4\omega^4.$$

Dans le cas présent, on trouve pour R la valeur.

$$R = \mu_0\frac{2\omega^4}{3c^2}S^2$$

c, vitesse de la lumière ; S, surface totale embrassée par le circuit.

Cette valeur de R est exactement celle à laquelle conduit le calcul de l'énergie $W = RI^2$ rayonnée à grande distance. C'est la résistance de rayonnement.

2° *Circuit ouvert.* — Les calculs, dans ce cas, sont semblables aux précédents et conduisent à des expressions analogues, pour la self-inductance et la résistance fictive. Toutefois, les valeurs des divers coefficients l sont considérablement modifiées.

En résumé la méthode générale de calcul par potentiels retardés s'applique aisément toutes les fois que l'on connaît la répartition exacte des courants et des charges statiques sur les conducteurs. Une difficulté surgit dès qu'on veut l'appliquer à un circuit relié à la terre, dans laquelle la répartition des courants est mal connue. Cette difficulté disparait évidemment si l'on assimile le sol à un conducteur parfait ; il suffit, dans ce cas, d'appliquer la méthode des images électriques,

G. Hache.

Sur la production d'ondes hertziennes courtes et faiblement amorties. — **Arkadiew** (**W.**) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 35-36]. — L'auteur décrit le dispositif expérimental avec lequel il a réalisé des oscillations peu amorties de longueurs d'onde comprises entre 2 et 6 cm. — M. Pauthenier.

Transmission des ondes électriques autour de la surface de la terre. — **Macdonald** (**H.-M.**) [*Proc. Roy. Soc.*, **98** (1921), 405]. — Discussion mathématique tendant à réfuter en partie un travail antérieur de G. N. Watson [*Proc. Roy. Soc.*, **95** (1919), 546]. — Dans la pratique de la radiotélégraphie aucun régime stationnaire n'aurait le temps de s'établir. — F. Wolfers.

Longueur d'onde optimum et parasites. — **Turner** (**L.-B.**) [*Radio Rev.*, **12** (1921), 524-534.] — L'expression des champs magnétique et électrique d'une antenne, à la distance x, sur la terre, contient le facteur expérimental $e^{-\beta}$ où :

$$\beta = \frac{0,0015}{\lambda^{\frac{1}{2}}} x \quad \text{selon Austin ;}$$

$$\beta = \frac{0,0045}{\lambda^{1,4}} x \quad \text{selon Fuller.}$$

Ces champs sont maxima pour :

$$\lambda = (0,00075\,x)^2 \quad \text{selon Austin;}$$

$$\lambda = (0,0063\,x)^{0,71} \quad \text{selon Fuller.}$$

Ces formules donnent des longueurs d'ondes optima, quant à la valeur des champs, plus faibles que celles utilisées actuellement, dont le choix est souvent imposé par la nature de l'émetteur.

L'auteur attire l'attention sur la nécessité de rendre maximum, non pas l'énergie absolue des signaux à la réception, mais le rapport X de l'énergie de ces signaux à celle des « parasites », cela pour améliorer la lisibilité. Il étudie le rapport des énergies induites dans une antenne, ou un cadre de faibles décréments, par une émission entretenue de durée déterminée et par un parasite, dans l'hypothèse où celui-ci est une pulsation de forme $F\, e^{-rt}$ très amorti. L'auteur s'appuie sur l'étude de M. Abraham [*Jahrb. f. Drahtlos. Telegr.*, (1919), 259-269] et calcule les longueurs d'ondes rendant X maximum. Il obtient les valeurs :

$$\left.\begin{array}{l} \lambda\,(\text{cadre}) = (0,00021\,x)^2 \\ \lambda\,(\text{antenne}) = (0,00030\,x^2) \end{array}\right\} \text{dans l'hypothèse d'Austin,}$$

$$\left.\begin{array}{l} \lambda\,(\text{cadre}) = (0,0018\,x)^{0,71} \\ \lambda\,(\text{antenne}) = (0,0025\,x)^{0,71} \end{array}\right\} \text{dans l'hypothèse de Fuller,}$$

qui sont très faibles, comparées aux longueurs d'onde actuelles.

L'auteur étudie le cas des transmissions à grande vitesse qui conduit encore à réduire λ. Puis il calcule, en fonction de λ, le « rapport d'immunité » : $\dfrac{X(\lambda)}{X(\lambda \text{ optimum})}$ ainsi que l'énergie captée, pour plusieurs portées. L'énergie absolue captée pour la valeur λ (optimum) est très faible. L'auteur évalue dans des cas particuliers la puissance d'émission nécessaire sur λ (optimum) qui rendrait la réception possible et conclut que des longueurs d'onde plus courtes que celles utilisées, donneraient de meilleurs résultats.

Des résultats d'expérience entre Nauen et le Togoland confirmeraient ces vues. L'auteur n'envisage pas le cas de l'utilisation de dispositifs « antiparasites » spéciaux à la réception. — C. Florisson.

L'avènement de la télégraphie sans fil à longue distance et quelques-uns de ses problèmes scientifiques. — Fleming (J.-A) [*Nat.*, **108** (1921), 448]. — Ceci est le résumé d'une conférence faite le 23 novembre par J.-A. Fleming, à la *Royal Society of Arts*. On tend à utiliser de plus en plus les générateurs à valve thermionique. Les longueurs d'onde employées pour les longues distances varient entre 10 000 et 20 000 mètres. Toutes les grandes stations peuvent actuellement communiquer avec leurs antipodes. Ce remarquable résultat est à coup sûr dû à l'emploi de la valve thermionique, dont le premier type fut inventé en 1904 par l'auteur.

Il a été prouvé, cependant, que des signaux reçus à des distances comprises entre 6 000 et 12 000 milles sont des millions de fois plus intenses que l'on ne peut le prévoir par simple diffraction des ondes, et l'on croit maintenant, en général, que la télégraphie à longue distance n'est possible qu'en vertu de l'existence d'une couche électrique conductrice dans l'atmosphère terrestre, à une hauteur de 100 à 200 kilomètres (couche d'Heaviside).

La présence de cette couche fortement conductrice dans les régions supérieures de l'atmosphère, formées d'hydrogène et d'hélium, est probablement due à la poussière électrisée qui nous parvient du soleil, violemment repoussée, en sens contraire de l'action des forces de gravitation dues au soleil, par la pression de radiation. Cette poussière arrive donc avec une énorme vitesse et pénètre dans les hautes couches de l'atmosphère, qu'elle rend conductrices. Cette couche conductrice guide les ondes autour de la terre, et les empêche de s'échapper dans l'espace. — L. Brüninghaus

Quelques problèmes de radiotélégraphie à grande distance. — Fleming (J.-A.) [*Nat.*, **109** (1922), 179-182]. — Suite d'un article précédemment analysé. L'auteur donne d'abord le mécanisme, par lequel se produit la couche conductrice à une altitude d'environ 100 km dans l'atmosphère terrestre. Il en résulte une diminution de la constante diélectrique du milieu, et par conséquent un accroissement dans la vitesse de propagation de la partie des ondes planes électromagnétiques située à un niveau élevé. Les ondes vont donc se courber, en quelque sorte, dans la direction de la propagation, ce qui leur permettra de contourner la terre : c'est ce qu'on a appelé la *réfraction ionique*. Il pourra même se produire sur ces couches élevées des phénomènes analogues au mirage, renvoyant les rayons électromagnétiques vers la terre. Théorie difficile à vérifier, à vrai dire...

La fin de l'article est consacrée aux signaux parasites qui souvent gênent grandement les communications, et paraissent provenir de décharges atmosphériques. — L. Brüninghaus.

Quelques problèmes de radiotélégraphie à grande distance. — Fleming (J.-A.) [*Nat.*, **109** (1922), 209]. — Correction à un précédent article. Les conclusions générales n'en sont pas modifiées. — L. Brüninghaus.

Problèmes concernant la radiotélégraphie. — Thurn [*El. Techn. Zeits.*, **43** (1922), 156]. — Bref compte rendu d'une conférence de Fleming à Londres. — F. Wolfers.

Mesures de rayonnement. — Mesny (R.) [*Onde El.*, **1** (1922), 54-61]. — Description de la méthode employée à l'observatoire de Meudon pour les mesures de rayonnement.

Le principe consiste à mesurer, au moyen d'un amplificateur, la tension aux bornes du cadre, puis de créer ensuite la même tension au moyen d'un émetteur local étalonné.

L'auteur donne la théorie et une description détaillée des bobines utilisées pour le couplage entre l'émetteur auxiliaire et le cadre, couplage sur lequel repose toute la méthode. — R. Planiol.

Mesures de rayonnement. — **Mesny** (R.) [*Onde El.*, 1 (1922), 158-159] — Complément à un article paru dans un numéro précédent. — R. Planiol.

Transmission dirigée des ondes électromagnétiques pour les besoins de la navigation. — **Erskine-Murray** (J.) et **Robinson** (J.) [*Journ. Inst. El. Eng.*, 60 (1922), 352-356]. — L'auteur rappelle brièvement les procédés connus de réception et d'émission dirigées. Il insiste davantage sur les méthodes suivantes.

1. Méthode du « Royal Air Force » appliquée à la transmission : deux cadres perpendiculaires l'un à l'autre et solidaires, tournent autour d'un axe vertical avec une vitesse uniforme; ces deux cadres sont en série, mais un commutateur, mû automatiquement, inverse, à une cadence assez rapide, le sens de l'un des cadres B par rapport à l'autre A. En écoutant l'émission continue de cet ensemble, on percevra un son variable tant que A ne sera pas dirigé vers le récepteur. Un signal convenu, lancé quand A est dirigé vers le Nord, permet de déterminer l'azimut au moyen d'une montre.

2. Deux cadres encore perpendiculaires l'un à l'autre, forment deux circuits complètement distincts émettant des ondes entretenues voisines capables d'interférer. En écoutant avec une hétérodyne, on entend pendant la rotation un ensemble de deux notes, sauf quand l'un des cadres est dirigé vers le récepteur.

3. Les deux méthodes précédentes exigent l'emploi d'un chronographe. Pour éviter cet emploi, on peut employer un cadre unique tournant encore avec une vitesse uniforme, mais disposé de telle sorte que l'onde émise varie régulièrement pendant une rotation de 180°; la longueur de cette onde sera par exemple proportionnelle à l'angle dont aura tourné le cadre depuis le Nord, elle pourra passer de 2 000 mètres dans la direction Nord à 1 000 mètres dans la direction Sud. L'intensité dans un récepteur variera alors pour deux raisons : variation de l'énergie rayonnée, variation de la longueur d'onde, et tout observateur percevra deux maxima de son pendant une demi-rotation de l'émetteur.

Les intensités de ces maxima seront en général différentes, mais elles deviendront égales si le récepteur est accordé sur l'onde émise au moment où la direction du minimum d'énergie rayonnée passe sur lui. La rotation de l'émetteur est très rapide, de l'ordre de un tour par seconde, de telle sorte que les sons perçus ne durent qu'un instant extrêmement court et que tout brouillage serait évité.

Une longue discussion a suivi cette communication. Les observations ont porté principalement sur les avantages et inconvénients des émissions dirigées comparées à l'emploi des radiogoniomètres de bord, et les avis furent très partagés. M. Smith-Rose fit une objection de principe importante relative à la précision exigée dans la détermination de la longueur d'onde, objection particulièrement valable pour les aéronefs dont l'antenne se modifie constamment. — Mesny.

La réception des ondes hertziennes sur un cadre masqué. — **Campbell Swinton** (A.-A.) [*Phil. Mag.*, 42 (1921), 502-506]. — L'auteur recherche expérimentalement si l'on peut constituer un récepteur à directivité améliorée en associant un cadre et des écrans métalliques.

Il enferme le cadre et le récepteur dans une carcasse grillagée ou une boîte métallique incomplètement fermée, orientables et mises à la terre.

L'auteur constate, naturellement, un affaiblissement ou même l'annulation de la réception ; la directivité du cadre n'est pas altérée en général.

Etude purement qualitative. — C. Florisson.

Sur un nouvel indicateur de direction à lecture directe. — Artom (A.) [*Radio Rev.*, **1** (1922), 14-17]. — L'auteur propose un appareil permettant, par simple lecture du déplacement d'une aiguille, de trouver la direction d'un poste d'émission.

Il donne plusieurs solutions :

La première fonctionne sur les courants redressés. Un galvanomètre possède deux cadres mobiles perpendiculaires fermés sur les détecteurs de récepteurs identiques montés sur des cadres de réception à 90° l'un de l'autre.

Un autre est un thermogalvanomètre double utilisant également deux récepteurs. Il n'y a pas besoin de détection.

Enfin un troisième est un galvanomètre à aimant mobile. Le champ excitateur est fourni par deux bobines, toujours à angle droit, dans lesquelles on envoie les courants redressés.

Pour parer à la grosse difficulté d'avoir des récepteurs de sensibilités égales, l'auteur propose une lampe double permettant d'utiliser le même flux d'électrons pour les deux récepteurs. — R. Planiol.

La courbe en cœur et ses modifications pendant la nuit. — Wright (G.-H.) et Smith (S.-B.) [*Radio Rev.*, **2** (1921), 394-403]. — La courbe en coordonnées polaires des intensités de réception d'un cadre est le diagramme sinusoïdal bien connu tandis que celle des intensités d'une antenne est un cercle. La combinaison de ces deux intensités donne la courbe en cœur ayant un seul minimum. Les auteurs décrivent les procédés employés pour remettre en phase les deux intensités, le courant dans le cadre étant 90° en retard sur celui de l'antenne. L'un d'eux consiste à accorder le cadre sur une onde légèrement plus courte et l'antenne sur une onde un peu plus longue. Chacun des courants se trouvant ainsi déphasés l'un en avance et l'autre en retard, on ajoute leurs effets sur un 3e circuit d'écoute. Un autre emploie des antennes et cadres apériodiques dont les valeurs de $\frac{R}{\omega L}$, pour l'antenne et $\frac{L\omega}{R}$ pour le cadre, sont grandes, ce qui remet les courants en phase.

Les auteurs donnent ensuite une théorie des variations nocturnes de la courbe. Pendant la journée l'air est plus ou moins ionisé par l'ultraviolet solaire. Aussitôt après le coucher du soleil les ions commencent à se recombiner, mais puisque la vitesse de combinaison est proportionnelle à la pression, il subsiste dans la haute atmosphère une couche conductrice. Il en résulte que pendant la nuit, une onde a deux chemins entre les deux stations d'émission et de réception.

L'un, habituel, le long du grand cercle qui joint à la surface du sol les deux postes et l'autre comportant une ou plusieurs réflexions sur la couche ionisée et situé à peu près dans le même plan que le premier. Une onde du premier type est dite normalement polarisée. L'autre onde, au contraire, arrive d'une direction qui n'est nullement définie et son champ magnétique peut avoir une inclinaison quelconque.

Quand un cadre a son plan dans une direction perpendiculaire à celle de

l'émetteur, il n'y a pas de force électromotrice induite par une onde normalement polarisée, mais il y en a généralement une par l'onde réfléchie.

Les auteurs montrent ensuite que, malgré la présence de l'onde réfléchie, le zéro de réception n'est pas dévié ; on voit facilement que cela tient à ce que, contrairement à une réception sur cadre seul, ce zéro se produit lorsque le plan du cadre passe par l'émetteur. Mais suivant la phase et l'intensité de l'onde réfléchie on peut voir apparaître un autre minimum. Le point important à retenir est que dans tous les cas, on a un minimum dans la bonne direction.

Les auteurs ont fait au début de 1920, à Chelmsford, avec un radiogoniomètre Bellini-Tosi, des observations sur la transmission de l'arc de Lyon.

Les différences de relèvement entre les deux ondes atteignaient 45°, sur un simple cadre, un des minima étant très aigu et l'autre très plat. Les relèvements changeaient parfois de 180° en quelques secondes au moment du coucher du soleil. Pendant toute la durée de ces observations, la position du zéro de la courbe en cœur est demeurée correcte, mais la courbe a naturellement été très déformée.

Une autre série d'observations faite en septembre sur le nouveau transmetteur à lampes de Clifden en a confirmé ces résultats.

Les deux principaux points à retenir sont dans les suivants :

Le zéro de la courbe en cœur donne toujours la direction de l'émetteur.

Quand le minimum de cette courbe est employé comme équilibrage pour faire du duplex, le réglage de jour est valable également la nuit. — R. Planiol.

Effet du conducteur d'Heaviside sur la direction apparente des ondes électromagnétiques. — **Eckersley** (T.-L.) [*Radio Rev.*, **2** (1921), 231-248]. — Les erreurs systématiques observées dans les relèvements radiogoniométriques sont plus importantes la nuit que le jour. Elles s'expliquent si l'on admet qu'une couche atmosphérique supérieure conductrice superpose au rayon direct horizontal un rayon incident incliné possédant une composante magnétique verticale. L'auteur met en évidence cette deuxième onde incidente de la façon suivante. Le cadre vertical de relèvement C_v est fermé sur l'un des enroulements d'un dispositif Bellini-Tosi. L'autre enroulement est relié par le moyen d'un inverseur à un cadre horizontal fixe C_h. Les champs produits au récepteur par ces deux cadres sont rectangulaires. Lorsqu'on manœuvre l'inverseur, les deux minima de réception sont séparés par un angle θ_1. Soit θ l'erreur de relèvement lorsque C_h n'est pas en service. $\operatorname{tg} \theta_1$ et $\operatorname{tg} \theta$ sont approximativement proportionnels. Aux grandes erreurs de relèvement correspondent de grandes intensités dans C_h. Or, le rayon direct, qui transporte un vecteur magnétique horizontal, ne peut produire aucune force électromotrice dans C_h. C'est donc qu'une forte erreur correspond à une forte intensité du second rayonnement.

La composante verticale du champ magnétique de la deuxième onde est-elle due à la dissymétrie de l'antenne émettrice ou bien à celle du conducteur atmosphérique ? Ces deux effets peuvent être séparés si l'on remplace chaque cadre fixe d'un dispositif Bellini-Tosi par deux cadres situés dans le même plan et montés en opposition. Une force électromotrice induite dans les deux cadres perpendiculaires au rayon direct indique un rayonnement dissymétrique provenant d'un conducteur atmosphérique dissymétrique.

L'auteur compare ensuite les relèvements obtenus par un dispositif Bellini-Tosi avec ceux qu'il obtient par un dispositif analogue dans lequel les cadres fixes sont remplacés par deux fils rectilignes formant une croix horizontale. Des divergences considérables se manifestent pendant la nuit, et l'auteur en conclut qu'il existe une

composante électrique horizontale et perpendiculaire au plan de propagation. Ces divergences s'expliquent par le calcul.

L'article se termine par une analyse mathématique de la réflexion produite par un milieu dont l'ionisation croît avec la hauteur (explication physique du conducteur d'Heaviside). — M. Courtines.

V. — OPTIQUE

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE

Photométrie des instruments d'optique. — **Guild** (**Y.**) [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 205-216]. — L'auteur a employé le pyromètre optique de Wanner légèrement modifié ; afin d'éliminer l'erreur due à la polarisation de la lumière incidente, il a disposé devant l'appareil un quart d'onde convenablement orienté. Comme source lumineuse, il a pris une lanterne constituée par une boîte peinte intérieurement en blanc mat, renfermant quatre lampes de 30 watts ; une ouverture, percée dans une paroi, était munie d'un écran (Ilford diffusing medium).

Pour déterminer le coefficient de transmission, l'écran Ilford est dirigé sur l'oculaire de l'appareil à examiner, et le photomètre placé devant l'objectif. Dans le cas d'appareils à fort grossissement et à faible champ, on inverse ce dispositif. Le coefficient est donné par le rapport entre l'intensité mesurée après passage de la lumière dans l'appareil, et celle résultant de la visée directe de la source.

Avec ce photomètre il est possible d'étudier la répartition de l'intensité dans un champ. Pour cela, un écran lumineux, éclairé par une lampe de 500 bougies, est placé devant l'oculaire, devant l'objectif on dispose une lentille, et dans le plan focal de cette dernière l'écran diffusant. Une image du champ de l'instrument viendra s'y former, on l'examine avec le photomètre, en tous les points.

La mesure du pouvoir réfléchissant de surfaces spéculaires se fait facilement : On pointe d'abord sur la source lumineuse, puis par réflexion sur le miroir. Ce dernier n'a pas besoin d'être plan, puisque l'augmentation de dimension de l'image virtuelle n'affecte pas les mesures.

L'auteur signale qu'une méthode sensiblement identique, a été publiée par Wright [*Journ. Opt. Soc. Amer.*, **65** (1919)], mais il ne l'a connue que quand en 1920 ses appareils étaient en service. — Ed. Salles.

Lumière diffusée. — **Michalke** (**C.**) [*El. Techn. Zeits.*, **43** (1922), 275-276]. — Considérations de photométrie pratique. — L'auteur assimile une surface diffusant de la lumière, à une source incandescende, et définit son éclat. — Les formules habituelles (Lambert) sont modifiées par introduction d'un « pouvoir diffusant » au numérateur et du facteur π au dénominateur. Les calculs se trouvent simplifiés. — F. Wolfers.

Le cube à surface blanchie comme photomètre intégrant de précision. — **Buckley** (**H.**) [*Journ. Inst. El. Eng.*, **59** (1921), 143-152]. — Le cube à surface blanchie peut servir à la détermination de la puissance lumineuse moyenne de lampes présentant différentes distributions polaires. L'auteur a tout d'abord étudié les effets relatifs des différentes portions de l'intérieur du cube éclairé par une petite fenêtre pratiquée sur l'une de ses faces. Ces résultats ont été appliqués ensuite à la détermination de l'illumination produite par diverses autres sources. Le rapport de cette illumination à celle que fournit une source ponctuelle uniforme d'intensité unité donne la puissance lumineuse moyenne à l'intérieur du cube. Les mesures effectuées montrent la correspondance entre cette méthode et les méthodes usuelles.

Les disques à secteurs pour photométrie et leur calibrage. — **Cady (F.-E.)** [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, **16** (1921), 138-151]. — Un laboratoire de photométrie ne saurait être considéré comme complet s'il ne possède une série de disques à secteurs.

Le flux lumineux atteignant l'écran photométrique est au flux atteignant le disque comme la somme des ouvertures angulaires des secteurs vides est à 360° (Loi de Talbot). Les ouvertures peuvent être fixes ou réglables ; les bords doivent être bien rectilignes et dirigés radialement.

On a établi récemment des disques transmettant 50, 60, 70 et 80 pour 100 de la lumière incidente ; en les combinant par paires, on peut obtenir des transmissions de 10, 20, 30 et 40 pour 100. Ceci a l'avantage de doubler le nombre d'ouvertures aux faibles transmissions ; on réduit ainsi le scintillement.

Le calibrage peut être effectué ou vérifié :

1° Par des mesures à la machine à diviser circulairement ; cela implique que l'on tient la loi de Talbot pour exacte.

2° Par des mesures effectuées dans les conditions d'emploi :

a) *Méthode Lummer et Brodhun.* — On place deux lampes d'un côté et une seule de l'autre ; elles sont ajustées de façon à avoir même intensité ; on fait fonctionner un disque à 50 pour 100 de transmission du côté des deux lampes et on vérifie l'égalité d'éclairement ; on étend la méthode à des disques à 25 pour 100, etc...

b) *Méthode en cascade.* — On part d'un disque ouvert sur 180° ; on masque la moitié des secteurs et l'on fait une mesure ; on masque ensuite l'autre moitié et on fait une nouvelle mesure ; on en tire le rapport et la somme des transmissions des deux moitiés. On passe de là à un disque ouvert sur 90°, etc...

Si les disques ont 6 ouvertures, on peut passer, par cette méthode, à des disques ouverts au tiers ou aux deux tiers des premiers.

Pour n'avoir pas de scintillement sensible, il faut un nombre d'alternances de 30 par seconde au moins. Les calibrages effectués dans les conditions d'emploi montrent que la loi de Talbot est valable pour toutes les couleurs et pour des ouvertures de secteurs descendant au moins jusqu'à une fraction de 1 pour 100.

A. Benoit.

Comparaisons photométriques de lampes à filament de tungstène plongé dans un gaz. — **Forsythe (W.-E.) et Cady (F.-E.).** [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, **16** (1921), 591-605]. — Divers types de lampes furent envoyés dans plusieurs laboratoires qui exécutèrent des mesures ; chaque laboratoire fournit un rapport contenant, avec les résultats obtenus :

1° Description des étalons employés avec indication de leur provenance ;

2° Description de la méthode employée pour éliminer l'influence des différences de couleur ;

3° Nombre d'observations utilisées en indiquant s'il s'agissait d'opérateurs ordinaires ou spéciaux.

Les résultats, assez concordants, sont consignés dans des tableaux accompagnant l'article. — A. Benoit.

Comparaisons de mesures photométriques, faites par divers laboratoires sur des lampes à filaments de tungstène et contenant du gaz. — **Forsythe (W.-E.) et Cady (F.-E.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **198** (1933), 408-406]. — Les déterminations ont porté sur trois exemplaires de lampes commerciales de

100, 500 et 1000 watts, et sur le modèle stéréoptique de 1000 w ainsi que sur la lampe de 900 w pour cinéma. Les résultats sont groupés en un tableau.

Ed. Salles.

Utilisation de la sphère d'Ulbricht pour la mesure des pouvoirs réflecteur et transmissif. — Kaner (E.) [*Scient. Pap. Bur. of Stand.*, **17** (1921), 203-225]. — L'auteur expose les méthodes du plan indéfini et de la sphère et cite les instruments utilisant ces méthodes pour la mesure des pouvoirs réflecteur et transmissif des corps diffusant ou non la lumière.

Il s'étend particulièrement sur l'emploi de la sphère creuse dont les propriétés ont été indiquées par Sumpner puis par Ulbricht.

Il décrit en détail un réflectomètre utilisant la sphère d'Ulbricht qui, combinée au photomètre à polarisation de Martens, donne un instrument d'emploi extrêmement commode; on a, par simple lecture, le pouvoir réflecteur d'un corps quelconque, diffusant ou non. Un modèle bien plus simple, mais moins précis, permet de faire des mesures rapides à 10 pour 100 près environ.

Enfin, il donne la description d'un appareil, basé sur le même principe, et permettant d'obtenir le pouvoir transmissif. — A. Benoit.

Coefficient de réflexion diffuse de la magnésie. — Henning (F.) et Heuse (W.) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 111-128]. — Il est commode pour les mesures de photométrie de connaître les coefficients absolus de réflexion diffuse d'une surface étalon facile à reproduire identique à elle-même. On la réalise facilement (Kundt) en exposant une surface métallique quelconque à des fumées de magnésie produites par du magnésium en combustion; la couche de magnésie doit avoir au moins 0,2 mm d'épaisseur.

Soient r_0 et r_θ les pouvoirs réflecteurs diffus dans la direction de la normale et dans une direction faisant l'angle θ avec cette normale. Soient en outre

$$r_\theta = r_0 f(\theta)$$

$$\sigma = \int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\theta) \sin 2\theta \, d\theta$$

$$\sigma' = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} f(\theta) \cos^2 \theta \, d\theta.$$

On peut mesurer le pouvoir diffusant total à l'aide de la méthode du cylindre: un cylindre est recouvert intérieurement de magnésie et un fil incandescent est tendu suivant son axe. Soient Φ et $\frac{1}{\rho}$ les rapports des éclats et des diamètres du fil incandescent et du cylindre, le pouvoir diffusant moyen (ou total) est:

$$R = \frac{\rho}{\frac{\sigma'}{\sigma}(\Phi - 1) + \rho}.$$

Pour une première mesure, on confond $\frac{\sigma'}{\sigma}$ avec 1. Les éclats sont mesurés avec

le micropyromètre de Holborn-Kurlbaum [*Ann. der Phys.*, **10** (1903), 225]. On trouve

$$R = 0{,}955 \pm 0{,}005 \qquad \text{pour} \qquad \lambda = 6470\,\text{Å}.$$

La mesure de r_0 a été faite en fonction de θ. Un petit ruban de tungstène incandescent est projeté sur une surface de magnésie dont l'éclat est mesuré au micropyromètre sous divers angles de réflexion. On trouve

$$f(\theta) = 1 - 1{,}3 \sin^4 \frac{\theta}{2} \qquad \text{pour} \qquad \lambda = 6470\,\text{Å} \qquad \text{et} \qquad \lambda = 5380\,\text{Å}.$$

Ce résultat permet de corriger R. En effet, il permet de calculer

$$\sigma = 0{,}946, \qquad \sigma' = 0{,}983, \qquad \frac{\sigma'}{\sigma} = 1{,}039.$$

d'où

$$R = 0{,}953 \pm 0{,}005.$$

On trouve pour le coefficient de réflexion normale

$$r_0 = \frac{R}{\sigma} = 1{,}007$$

qu'il faut peut-être ramener à 1, quoiqu'une valeur > 1 puisse s'expliquer par la superposition de réflexion régulière et de réflexion diffuse.

Une vérification directe pour $\theta = 45°$ est en bon accord avec les résultats précédents. — Fortrat.

Etude des écrans de projection. — **Jones (L.-A.) et Fillius (M.-D.)** [*Trans. Soc. Motion Pict. Eng.* (1920), 59-73] (1). — Les auteurs ont construit, pour cette étude, un goniophotomètre permettant la mesure, sous diverses incidences, de l'éclat d'un échantillon de l'écran à observer, éclairé normalement par un faisceau de rayons parallèles.

Le pouvoir réflecteur était exprimé en considérant comme égal à 100 celui du carbonate de magnésie aggloméré, éclairé et observé sous incidence normale, sa surface étant mise à nu au moment de l'expérience.

Nombreux résultats numériques et courbes. — G. Hache.

Influence de la pression sur l'indice de réfraction de quelques substances organiques. — **Hinstedt (F.) et Wertheimer (I.)** [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 395-406]. — La mesure de $\frac{dn}{dp}$ a été faite au moyen du déplacement des franges à l'interféromètre Lœb-Zeiss et en s'entourant de grandes précautions pour maintenir la température bien constante. On a opéré avec 3 longueurs d'onde $\lambda_1 = 6530\,\text{Å}$, $\lambda_2 = 5890\,\text{Å}$, $\lambda_3 = 5430\,\text{Å}$. Les indices ont été mesurés par la méthode du prisme pour les longueurs d'onde $\lambda'_1 = 6560\,\text{Å}$, λ_2, $\lambda'_3 = 5460\,\text{Å}$ à deux températures entre lesquelles on a interpolé pour les températures où avaient été mesurées

(1) D'après *Rev. Fr. Phot. (Suppl.)*, **1** (1921).

les $\frac{dn}{dp}$. Les résultats sont condensés dans le tableau ci-contre où les températures sont voisines de 10° C et données en détail dans le mémoire. Les indices sont donnés par rapport au vide.

	λ_1	λ'_1	λ_2		λ_3	λ'_3
	$\frac{dn}{dp}.10^{-6}$	n	$\frac{dn}{dp}.10^{-6}$	n	$\frac{dn}{dp}.10^{-6}$	n
Benzène monochloré.....	39,37	1,52621	39,88	1,53100	40,70	1,53536
Benzène monobromé.....	37,94	1,55925	38,84	1,56488	39,03	1,56960
Nitrobenzène	28,12	1,55114	28,33	1,55842	29,13	1,56437
Chloroforme	47,08	1,44624	47,31	1,44937	48,08	1,45121
Ethylène dichloré.......	46,13	1,45388	46,34	1,45729	46,99	1,45868
Pinène.................	42,11	1,47026	42,33	1,47319	42,98	1,47556
Hexane	59,03	1,38698	60,13	1,38906	62,57	1,39074

On a donné différentes relations entre l'indice et la densité d'une substance; chacune d'elle équivaut à une relation entre la compressibilité $\varkappa$, l'indice n et $\frac{dn}{dp}$.

La formule de Newton $\frac{n^2-1}{d} = C^{te}$ donne $\varkappa = \frac{dn}{dp}.\frac{2n}{n^2-1}$.

La formule de Beer (Gladstone) $\frac{n-1}{d} = C^{te}$ donne $\varkappa = \frac{dn}{dp}.\frac{1}{n-1}$.

La formule de Lorentz $\frac{1}{d}\frac{n^2-1}{d} = C^{te}$ donne $\varkappa = 3\frac{dn}{dp}.\frac{2n}{(n^2+2)(n^2-1)}$.

On mesurera les compressibilités et on les comparera aux valeurs déduites de ces 3 formules. — R. Fortrat.

Le pouvoir réfringent des liquides. — Dieterici (C.) [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 337-351]. — Considérons l'expression $\frac{n-1}{d}$ (n indice; d, densité). En attribuant avec Drude l'existence d'un indice à la réaction des résonateurs moléculaires sur la lumière, on reconnaît que la variation relative de vitesse de la lumière due à ces résonateurs est proportionnelle au nombre Z de molécules par cm³ ou

$$\frac{v_0 - v}{v} = n - 1 = \alpha Z$$

ou, M étant le poids d'une molécule, puisque

$$d = M.Z :$$

$$M\frac{n-1}{d} = (n-1)\varphi = \alpha$$

où φ désigne le volume d'une molécule. La constante α se montre indépendante de la concentration des molécules actives.

Prenons un mélange d'eau et d'alcool, soient W et A les nombres de molécules d'eau et d'alcool par cm³, on a :

$$n - 1 = \alpha W + \beta A,$$

α et β se montrant remarquablement constants. D'autre part $n - 1$ a un maximum pour une certaine concentration, de part et d'autre de laquelle il prend la même valeur pour toute une série de couples de concentrations telles que

$$\alpha W_1 + \beta A_1 = \alpha W_2 + \beta A_2.$$

Le rapport $$\gamma = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{W_1 - W_2}{A_2 - A_1}$$

exprime le nombre de molécules d'eau qui équivalent à une molécule d'alcool au point de vue de l'indice. Ce rapport se montre tout à fait constant et égal à celui qu'on déduit des indices des corps purs.

Mêmes résultats pour les mélanges eau-alcool méthylique, eau-acétone, eau-glycérine, eau-SO^4H^2, eau-NaOH, eau-NH^3, eau-KCl, eau-NaCl. Toutefois pour ces deux derniers, il y a une légère différence entre $(n - 1)\varphi$ pour les solutions et les cristaux NaCl et KCl.

Au contraire $(n - 1)\varphi$ est très modifié par une réaction chimique. Il y a, dans la variation ou la constance de cette grandeur un critérium indiquant s'il se produit une réaction chimique ou des groupements de molécules sans action intime l'une sur l'autre (théorie des solutions de Lénard). — R. Fortrat.

Variation de l'indice de réfraction à la surface du verre fondu. — Twymann (F.) et Dalladay (A.-J.) [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 131]. — Les auteurs ont cherché, par la méthode interférentielle, comment variait l'indice de réfraction de deux verres, un crown et un flint, au voisinage de la surface qui, dans le creuset, était exposée à l'air. Deux graphiques montrent que l'écart avec la normale est de l'ordre de 2 à 4 unités de la 5ᵉ décimale et se produit entre la surface et une distance à celle-ci de 2 à 7 millimètres. — A. Benoit.

La biréfringence du verre comprimé. — Henriot (M. et Mme E.) [*C. R.*, **172** (1921), 1477]. — Contrairement aux conclusions généralement admises d'expériences anciennes de Wertheim, les auteurs ont observé, dans le verre comprimé, une dispersion de biréfringence non négligeable. La différence $(n' - n'')$ des deux indices principaux dépend, dans leurs résultats, de la longueur d'onde, et les valeurs observées satisfont, dans la limite de précision expérimentale atteinte, à la loi de Havelock, déjà vérifiée pour les biréfringences de Kerr et de Cotton et Mouton : le produit $(n' - n'') \times \frac{n}{(n^2 - 1)^2}$ reste constant. — J. Villey.

Une relation entre les volumes des atomes combinés et leurs réfractions optiques. — Le Bas (G.) [*Nat.*, **108** (1921), 272-274]. — On sait qu'il y a une relation périodique entre les volumes atomiques des éléments combinés. L'auteur montre qu'il y a une relation analogue entre les réfractions atomiques des éléments combinés. Il en résulte évidemment la possibilité d'existence d'une loi qui lie les volumes atomiques aux réfractions atomiques. Et, en effet, la comparaison de ces deux séries de nombres conduit à une relation presque linéaire entre ces grandeurs. — L. Brüninghaus.

Réfraction aux températures correspondantes. — **Herz** (**W.**) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 98 (1921), 173-181]. — Smith, puis Prudhomme ont démontré que toutes les substances doivent avoir au point critique même indice de réfraction. L'auteur ayant retrouvé aussi ce résultat se propose de faire quelques comparaisons avec l'expérience.

Smith part de la formule $\frac{n^2-1}{n^2+2}\cdot\frac{1}{d}=\frac{n_c^2-1}{n_c^2+2}\,\frac{1}{d_c}$ n_c et d_c étant l'indice et la densité critiques.

Il calcule n_c connaissant les autres quantités. Pour la raie D, il trouve ainsi $n_c=1{,}126$ pour 23 corps, à 2 pour 100 près.

L'auteur montre que le même résultat s'obtient en calculant n_c par la formule de Gladstone et Dale $\frac{n-1}{d}=\frac{n_c-1}{d_c}$. Alors que les indices à la température ordinaire varient de 1,22 à 1,41, n_c pour une série de liquides est 1,126 à 2 pour 100 près au moins. L'approximation est moins bonne pour les liquides à indice plus élevé.

En combinant le résultat précédent avec la relation $\frac{d_e}{d_c}=2{,}66$ (d_e, densité au point d'ébullition), on trouve qu'une règle analogue à celle de Smith s'applique au point d'ébullition avec $n_e=1{,}335$.

D'une façon générale l'indice doit être le même à des températures correspondantes. — E. Darmois.

Sur la réfraction moléculaire de quelques sels fondus. — **Meyer** (**G.**) et **Heck** (**A.**) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 100 (1922), 316-333]. — Les sels sont fondus dans un creuset d'argent au fond duquel se trouve un miroir (d'or ou d'argent) ; en inclinant le creuset, on réalise un prisme ayant comme faces utiles la surface libre et le miroir. On opère par autocollimation pour déterminer l'angle d'incidence qui assure une réflexion normale sur le miroir. On utilise les raies 6439 ; 5857 ; 5860(Ca) 5893 (Na) 5791 ; 5461 (Hg) et les corps : NO^3Na, NO^3K, NaOH et KOH. Le miroir est attaqué au bout d'un certain temps, sauf par NO^3Na pour lequel les mesures sont meilleures.

Les densités sont empruntées aux tables (nitrates) ou déterminées de nouveau (hydrates). La réfraction moléculaire est calculée par les deux formules $\frac{n-1}{d}$ et $\frac{n^2-1}{n^2+1}\cdot\frac{1}{d}$; elle est constante dans l'intervalle étudié (320°-440°), sauf pour NO^3K où elle diminue de 5 pour 100 environ.

On compare les valeurs mesurées aux valeurs calculées à partir des réfractions atomiques ; on essaye même d'en tirer le degré d'ionisation de NO^3Na fondu en utilisant les deux valeurs de la réfraction pour Na^+ et Na. — E. Darmois.

Réfraction moléculaire de quelques sels fondus et leur degré de dissociation. — **Meyer** (**G.**) [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 21-23]. — Les mesures ont porté sur $NaNO^3$, KNO^3, NaOH et KOH. Les indices de réfraction sont mesurés (à une unité près de la 3e décimale par la méthode du prisme (autocollimation). A cet effet, le sel est fondu dans un creuset d'argent incliné, de manière que la surface libre horizontale fasse un petit angle avec la face inférieure constituée par une lame métallique polie. Les densités sont, soit prises dans les tables de constantes,

soit mesurées à partir de la densité du solide et de la variation de volume par solidification du liquide. (Source : arc au mercure ou au charbon ; raies : 6439 — 5893 — 5857 — 5791 — 5589 — 5461 Å). Les réfractions moléculaires mesurées sont comparées aux valeurs calculées. En particulier, pour $NaNO^3$, on trouve 11,54, les réfractions calculées étant 11,75 si le sodium est supposé à l'état d'atome neutre; 11,41 s'il est supposé à l'état d'ion Na^+. On peut en déduire qu'à l'état fondu le degré d'ionisation de $NaNO^3$ est de 61,7 pour 100. — P. Job.

Indice de réfraction des liquides non associés. — **Herz** (W.) [*Zeits. f. Elektroch.*, 27 (1921), 323-324]. — L'indice de réfraction et la réfraction moléculaire peuvent se calculer d'une manière approchée pour les liquides non associés à partir, soit de la densité à une température quelconque et des données critiques, soit de la chaleur de vaporisation et de l'élévation moléculaire du point d'ébullition.

Les équations correspondantes se déduisent de la relation de Guye

$$R_M = 1.8\,\frac{T_c}{p_c}$$

(R_M, réfraction moléculaire; T_c, p_c, température et pression critiques) et de celle établie par l'auteur

$$L = \frac{p_c\,T_e}{T_c\,d_c}$$

(L, chaleur de vaporisation à la température d'ébullition T_e).

On trouve également qu'au point critique l'indice de réfraction est le même pour tous les fluides non associés, et égal à 1,126, résultat déjà annoncé par Smith [*Proc. Roy. Soc.*, 87 (1912) 366]. — P. Job.

Relations entre la réfraction moléculaire et diverses autres propriétés. — **Herz** (W.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 101 (1922), 54-62]. — Les 2 formules $M = 11,4\,d\,\dfrac{T_c}{p_e\left(2 - \dfrac{T}{T_c}\right)}$ (D. Berthelot) et $R_M = 1,8\,\dfrac{T_c}{p_c}$ (Guye) donnent, à la température d'ébullition T_e, pour laquelle $\dfrac{T_e}{T_c} = 0,67$

$$\frac{M}{d_e} = 5\,R_M \text{ (indices pour la raie D).} \tag{1}$$

Une table donne les valeurs des 2 membres de (1) pour 33 substances. La vérification se fait à 7 ou 8 pour 100 près pour les carbures, alcools, acides aliphatiques ; elle est très mauvaise pour tous les autres corps.

L'auteur a de même démontré la formule

$$R_M = \frac{0,9\,c}{d_c \cdot T_e} \tag{2}$$

où c est l'élévation moléculaire du point d'ébullition. Les relations (1) et (2) donnent

$$M = \frac{11,97\,c}{T_e} \tag{3}$$

qui permet le calcul de M.

De même des formules permettent le calcul du rayon moléculaire et de la pression interne.

La relation de Trouton combinée à celle de Guye donne

$$\frac{L_M}{R_M} = 8\, p_c \tag{4}$$

qui diffère de celle proposée par Walden $\frac{L_M}{R_M} = 310$. La vérification se fait à 50 pour 100 près.

Enfin, si k_{20} est le coefficient de dilatation à 20°, on aurait

$$\frac{R_M \cdot p_c}{\frac{1}{k_{20}} + 293} = 0{,}9. \tag{5}$$

Les nombres indiqués varient de 1,38 à 0,84. — E. Darmois.

Le théorème de Fermat et la loi du minimum de temps en optique géométrique. — Croze (P.) et Chatelain (P.) — Note sur l'article de MM. Croze et Chatelain. — Langevin (P.) [*Journ. de Phys.*, **1** (1920), 178-188]. — La longueur optique d'un rayon qui va d'un point A à un point A′, en se réfractant ou se réfléchissant en un point I d'une surface, est un minimum ou un maximum par rapport aux longueurs optiques de toutes les trajectoires A J A′ infiniment voisines : tel est l'énoncé que l'on donne généralement du théorème de Fermat, appelé souvent « loi du minimum du temps ».

Or, toutes les fois que le rayon A T A′ peut être considéré comme l'axe d'un pinceau dont tous les rayons, issus du point A, vont, après réflexion ou réfraction, s'appuyer sur deux droites focales qui coupent le rayon moyen I A′ en deux points différents P'_2 et P'_1, et c'est le cas général, une difficulté se présente.

Appelant *distance dioptrique* d'un point A′ du rayon, réfracté ou réfléchi, au point I d'incidence, l'inverse $\frac{1}{l'}$ de sa distance proprement dite, comptée positivement dans le sens de la propagation de la lumière sur le rayon considéré, les auteurs démontrent le théorème suivant :

La longueur optique du rayon lumineux A I A′ est un *minimum* si la distance dioptrique, au point d'incidence, du point A′ pris sur le rayon réfracté ou réfléchi est plus petite que celles des deux focales conjuguées du point A ; elle est un *maximum* si cette distance dioptrique est plus grande que celles des deux focales ; elle est stationnaire, sans représenter *ni un maximum, ni un minimum* si la distance dioptrique du point A′ est comprise entre celles de ces focales.

Dans une courte note qui suit cet article, M. Langevin donne de ce théorème, une démonstration géométrique plus rapide par la considération des surfaces d'onde. — G. Hache.

Loi de continuité en optique géométrique et applications. — Gouy (G.) [*Ann. de Phys.*, **16** (1921), 110-130]. — Du principe des ondes enveloppes, M. Gouy déduit le théorème suivant, applicable à un faisceau monochromatique qui traverse un système optique formé de corps qui peuvent être anisotropes, placé entre deux milieux extrêmes isotropes : la distance de deux ondes simultanées de deux faisceaux peu différents, mesurée sur le même rayon de l'un d'eux, vaut un

même nombre de longueurs d'onde à l'entrée et à la sortie du système. Ce théorème permet à M. Gouy de démontrer la condition des sinus, et de montrer qu'elle est suffisante pour l'aplanétisme ; il lui permet également d'étudier, par des calculs relativement simples, les aberrations au voisinage de l'axe (coma).

Dans une seconde partie, M. Gouy étudie le problème général de la vision d'un objet un peu éloigné à travers un système quelconque de prismes et de miroirs plans. Un faisceau incident de rayons parallèles dont la section droite est un carré donne un faisceau de rayons émergents dont la section droite est un parallélogramme ; la connaissance de ce parallélogramme donne tous les renseignements utiles sur la vision d'un objet un peu éloigné (construction de l'image d'un objet à l'infini, astigmatisme). L'astigmatisme et la déformation de l'image disparaissent ensemble quand le parallélogramme est un carré. Dans le cas d'un système de prismes à arêtes verticales, l'application des résultats obtenus montre que le pouvoir grossissant du système pour un objet horizontal est égal au rapport des largeurs du faisceau à l'entrée et à la sortie, et qu'on observe un minimum de déviation quand ces largeurs sont égales. Dans ce cas, si tous les milieux sont isotropes, ou si la surface d'onde de chacun d'eux a un plan de symétrie horizontal, l'astigmatisme et la déformation des images disparaissent également. — G. Bruhat.

Expression graphique des formules de Fresnel pour la réflexion en milieux transparents. — **Lees** (**C.-H.**) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1992), **114-119**]. — Construction graphique des formules de Fresnel

$$\frac{R}{I} = \frac{\operatorname{tg}(r - i)}{\operatorname{tg}(r + i)}$$

et

$$\frac{R'}{I} = \frac{\sin(r - i)}{\sin(r + i)}.$$

A. Foch.

Halo de réflexion des surfaces cylindriques. — **Shaxby** (**J.-H.**) [*Nat.*, **108** (1921), 369]. — Une surface cylindrique réfléchissante recevant les rayons solaires dans une direction voisine de celle de l'axe produit sur un écran perpendiculaire à l'axe un anneau lumineux dont l'auteur explique aisément la formation en appliquant les lois de réflexion de la lumière. — L. Brüninghaus.

Réflexion par des surfaces cylindriques. — **Bartrum** (**C.-A.**) [*Nat.*, **108** (1921), 436]. — L'auteur fait remarquer que la réflexion d'un cône de lumière par une surface cylindrique, à laquelle il a été fait allusion récemment par Shaxby dans *Nature*, est discutée dans le traité élémentaire de Tait sur la lumière.

Un phénomène connexe est le suivant : il s'agit du cercle de lumière vu par réflexion des rayons d'une source ponctuelle éloignée sur un faisceau de surfaces cylindriques. Les surfaces peuvent avoir une forme quelconque, la seule condition à remplir est le parallélisme des diverses génératrices.

Le lieu des points recevant des rayons réfléchis est alors une surface conique contenant la source, avec son sommet en coïncidence avec l'œil de l'observateur. L'axe du cône est parallèle aux génératrices des surfaces. Lorsque la ligne œil-source est parallèle aux génératrices, le cercle se réduit à un point qui coïncide avec la source ; lorsque la même ligne est perpendiculaire à cette première direction, le cercle devient un grand cercle passant par la source.

Ce phénomène est visible avec les vitres cannelées et avec certains cristaux à structure fibreuse. — L. Brüninghaus.

Note sur le réglage des goniomètres. — **Biot (A)**. [*Ann. Soc. Sc. Bruxelles*, **41** (1922), 207-213]. — Soit un goniomètre dans lequel l'axe optique de la lunette occulaire doit être rendu perpendiculaire à l'axe de rotation, et l'axe optique du collimateur parallèle à celui de la lunette. On amène, par un procédé que nous allons voir, une surface réfléchissante à être perpendiculaire à l'axe de rotation. Mettant la lunette et le collimateur dans le prolongement l'un de l'autre, on aperçoit, dans la lunette d'observation, deux images de la fente du collimateur, l'une produite par les rayons directs, l'autre par les rayons réfléchis dans le miroir. Le point de rencontre P de ces images correspond aux rayons parallèles au miroir, c'est-à-dire perpendiculaires à l'axe de rotation. Il suffit d'amener les fils du réticule de la lunette à passer par P, puis le fil traversant la fente du collimateur à passer par le point de croisement des fils du réticule de la lunette. L'instrument est réglé.

Le procédé de A. Biot pour amener une surface à être perpendiculaire à l'axe de rotation, consiste à observer par réflexion sur cette surface l'image d'une fente. Si la surface tourne autour de l'axe de rotation et n'est pas normale à ce dernier, l'image de la fente monte ou descend périodiquement. Il suffit quand elle est dans une position extrême de la ramener en position moyenne en agissant sur les vis de réglage de la plate-forme. On fait tourner à nouveau la surface pour vérifier et au besoin parfaire le réglage.

La justification du procédé précédent résulte d'une figure immédiate.

A. Foch.

Calcul de la distance focale d'une lentille. — **Jörgensen (P.)** [*Fys. Tids.*, **19** (1921), 138-140]. — L'auteur démontre d'une façon élégante la formule élémentaire des lentilles minces, en les supposant formées de deux lentilles plan-courbes accolées par les faces planes. — F. Wolfers.

La marche des rayons dans les périscopes à système redresseur composé de deux lentilles séparées. — **Gleichen (A.)** [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-22), 24-44]. — Ce type de périscope peut être considéré comme formé par la mise bout à bout, objectif contre objectif, de deux lunettes astronomiques. La caractéristique de ces instruments, comme celle des périscopes en général, est d'avoir une longueur relativement grande et un petit diamètre.

Le grandissement, le champ, la clarté au centre et au bord de ce dernier, dépendent de la longueur et du diamètre du tube. Les relations trouvées permettent de donner aux éléments optiques du système une disposition convenable.

Il n'existe dans ces appareils aucune ouverture effective au sens de la théorie classique de la limitation des rayons, qui ne s'applique pas directement dans ce cas. Les points qui jouent le rôle de centre des pupilles d'entrée et de sortie sont respectivement à l'intersection des rayons principaux dans l'espace image avec l'axe. Leurs positions ne sont pas déterminées par la seule donnée du système. Elles sont fonction du rapport de la clarté au bord et au centre du champ et ces relations servent généralement à les déterminer. — J. Cojan.

Théorie du périscope des sous-marins faite à l'aide de la géométrie projective. — **Smith (T.)** [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 217-219].

Ed. Salles.

Etude géométrique du sytème à déviation constante de Wadsworth. — **Gibbs (R.-C.) et Collins (J.-R)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 381. — Par une méthode analytique, Wadsworth a pu déterminer la position de l'axe de rotation d'un sys-

tème prisme-miroir à déviation constante, tel que le rayon émergent reste fixe lorsque le système tourne. Cette démonstration implique une série de transformations longues, quoique simples.

On peut, au contraire, pour la détermination de cet axe en position, se servir d'une démonstration géométrique rapide analogue à celle employée par E. Bloch, pour établir la position de l'axe de rotation d'un prisme à déviation constante du type Pellin-Broca.

L. Bruninghaus.

Sur les méthodes de calcul des lentilles de phare (I). — **Blondel** (**A.**) [*Rev. Opt.*, **1** (1922), 161-183]. — Calcul des anneaux dioptriques. — Allard détermine les profils théoriques des divers éléments par la condition que les rayons émergents soient parallèles à l'axe, en supposant le foyer lumineux ponctuel.

Dans la pratique, on substitue à ces formules rigoureuses des formules approchées qui ont toutes comme point de départ le remplacement d'une portion du profil par un arc du cercle.

Dans la méthode pratique d'Allard, chaque élément du profil est déterminé par la condition de faire émerger horizontalement les deux rayons extrêmes et de donner à l'anneau l'épaisseur minimum adoptée. Le calcul est simple si on connaît, par des calculs approchés préliminaires ou par des comparaisons avec des lentilles connues, la hauteur de la face plane des anneaux et leur nombre : s'il n'en est pas ainsi, le calcul devient plus laborieux. Il faut procéder par tâtonnements et ceux-ci peuvent être avantageusement remplacés par des méthodes graphiques.

Celle de M. Ribière est basée sur une expression simple du rayon de courbure en un point quelconque du profil en fonction de l'angle d'incidence sur la face plane, de l'épaisseur de verre traversée dans la direction du rayon et de l'angle que fait la verticale avec la tangente au profil au point considére.

Cette méthode est rapide et peut rendre de grands services pour les tracés préparatoires et les vérifications : elle a été poussée plus loin par l'auteur de ce mémoire.

En écrivant la condition de stigmatisme par application des propriétés connues des focales des pinceaux, il détermine le rayon de courbure R en un point quelconque du profil. On a :

$$R = Pf + Qe$$

où f est la distance de la source à la face plane ; e est l'épaisseur horizontale de terre et P et Q sont des fonctions de l'angle d'incidence i du rayon sur la face plane qui sont données par des tables. On peut ainsi calculer rapidement les rayons et les positions des centres de courbure en donnant à e la valeur de l'épaisseur horizontale moyenne des anneaux pour différentes valeur de l'angle i. On trace une sorte de double quadrillage constitué par ces arcs de cercles de courbure combinés avec les rayons réfractés par la face plane, ce qui permet de bâtir sommairement l'optique au point de vue graphique en partant par exemple de l'échelon supérieur. Ayant ainsi le tracé approché, il suffit de calculer la courbure moyenne de chaque anneau obtenu graphiquement.

Les méthodes approchées précédentes peuvent être améliorées en les combinant les unes aux autres.

Le cercle d'Allard raccorde et est compris entre deux profils théoriques correspondant aux points extrêmes de l'élément. On peut admettre que ce cercle remplace un profil moyen théorique intermédiaire, le point d'intersection étant le point

D correspondant à l'épaisseur moyenne, et situé sensiblement au milieu du profil. La méthode du centre de courbure moyen consiste à remplacer ce profil moyen par le cercle osculateur au point D. On réduira de moitié les erreurs en prenant le centre du cercle définitif au milieu de la droite qui joint le centre du cercle d'Allard et le centre du cercle osculateur au profil en D. Le cercle coupera le profil théorique moyen non seulement en D, mais en deux autres points F et G qui, avec D, partagent le profil en quatre parties sensiblement égales.

On peut également réaliser le profil d'aberration minima en appliquant la méthode d'Allard à la portion du profil comprise entre les points F et G.

Finalement, les deux méthodes exigent la même série de calculs et les résultats obtenus se confondent sensiblement.

Calcul des anneaux catadioptiques. — L'auteur rappelle d'abord la méthode d'Allard, dans laquelle on remplace le profil théorique courbe de l'élément par un cercle tangent aux points extrêmes aux deux profils théoriques passant par ces points. — J. Cojan.

Sur le problème de l'achromatisme des systèmes centrés épais. — Boulouch (R.) [*C. R.*, **172** (1921), 1342]. — La discussion du problème de l'achromatisme pour les points sur l'axe, conduit à mettre en évidence une « fonction de chromatisme » du système relative à une radiation λ : c'est une fonction entière, du second degré, du rapport de convergence γ au point considéré, soit

$$(M\gamma^2 + N\gamma + P).$$

L'achromatisme est réalisé aux deux points dont les convergences α sont les racines de l'équation $M\alpha^2 + N\alpha + P = 0$, et cet achromatisme est étendu à toute une petite région de l'axe si on a les deux conditions $\alpha = -\frac{2M}{N} = -\frac{2P}{N}$. Pour que le système soit achromatique pour tous les points de l'axe, il faut qu'on ait $M = N = P = 0$; mais il sera en général plus intéressant d'utiliser les constantes arbitraires pour réaliser l'achromatisme aux points situés hors de l'axe, dans la région utile, en écrivant que les diverses aberrations ont les mêmes valeurs pour les radiations λ et $\lambda + d\lambda$. — J. Villey.

Oculaires doubles achromatiques à surfaces d'égale courbure. — Gifford (J.-W.) [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-22), 99-103]. — L'auteur propose deux types d'oculaires correspondant aux types classiques de Huyghens et de Ramsden, mais dont chaque lentille est séparément achromatique. Afin de réduire le nombre des outils nécessaires, chaque lentille double comprend un flint plan-concave et un crown équi-convexe, collés ensemble ; il n'y a donc, pour les 3 surfaces sphériques, qu'une seule paire d'outils à utiliser. Il convient, naturellement, de choisir les verres de façon que leurs dispersions moyennes soient dans le rapport de 1, pour le crown, à 2 pour le flint.

D'après l'auteur, la qualité de ces oculaires serait comparable à celle du type orthoscopique ; l'achromatisme serait presque parfait et on obtiendrait un champ-plan très étendu.

Cependant, les courbures étant déterminées par les considérations de simple commodité et les verres étant choisis de façon à réaliser l'achromatisme, il semble que la correction des aberrations (sphérique, astigmatisme, courbure du champ, distorsion) ne puisse être réalisée d'une façon suffisante dans un champ très étendu. — A. Benoit.

Constructions géométriques élémentaires relatives à la réfraction astigmatique. — **Cranz (H.)** [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 33-45]. — Détermination des focales radiale et sagittale dans les cas :

1. D'un dioptre plan;
2. D'un prisme;
3. D'un dioptre sphérique;
4. De lentilles plan convexe;
5. D'un objectif rectiligne avec diaphragme entre les lentilles.

A. FOCH.

Note sur la lentille mince astigmatique. — **Chaundy (T.)** [*Trans. Opt. Soc.*, 23 (1921-22), 56-59]. — Une surface d'onde non sphérique se réfracte à travers une surface quelconque. Si $\frac{1}{r}$ et $\frac{1}{s}$ sont les courbures principales de l'onde incidente, leurs plans faisant des angles α et $\alpha + 90°$ avec un plan de référence et $\frac{1}{R}$, $\frac{1}{S}$, Θ, $\Theta + 90°$, $\frac{1}{r}$, $\frac{1}{s}$, α', $\alpha' + 90°$ sont les grandeurs analogues respectivement pour la surface réfringente et la surface d'onde émergente, les quantités :

$$u = \frac{1}{r} + \frac{1}{s}, \qquad u = \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s}\right)\cos 2\alpha, \qquad u = \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s}\right)\sin 2\alpha$$

satisfont toutes, dans le domaine de l'approximation du premier ordre, aux formules de Gauss.

$$\mu' u' - \mu u = (\mu' - \mu)\, u.$$

La relation reste encore vraie pour la réfraction par une lentille mince astigmatique ou une série de lentilles minces astigmatiques au contact. — J. COJAN.

Le problème optique des trois diaphragmes. — **Smith (T.)** [*Trans. Opt. Soc.*, 23 (1921-22), *adv. proof. n° 2*]. — Il est avantageux de donner à un instrument, tel qu'un périscope de sous-marin, la longueur voulue sans augmenter d'une manière exclusive le nombre des lentilles et le diamètre du tube. Dans le cas choisi comme standard, il y a trois diaphragmes effectifs : celui du champ et l'ouverture effective de l'objectif, le troisième est à l'intersection de deux cônes qui ont leurs sommets aux centres de ces deux premières ouvertures et qui passent par le bord de l'ouverture restante. L'intensité lumineuse décroît alors du centre au bord du champ où elle atteint une valeur égale à la moitié de sa valeur axiale. La longueur d'instrument que l'on peut atteindre est proportionnelle dans ce cas au nombre de lentilles, que l'on peut choisir en nombre quelconque.

Il ne s'ensuit pas que, parce que plusieurs solutions conduisent à la même longueur d'instrument en utilisant le même nombre de lentilles, toutes soient également désirables. Toutes choses égales d'ailleurs, la meilleure solution est celle qui n'introduit que des lentilles de moindre puissance, de manière à diminuer l'effet du spectre secondaire et de la courbure de champ. C'est ainsi que ces aberrations ont une valeur minima quand il y a trois lentilles pour chaque inversion de l'image.

Différents types de construction présentant quelques avantages sont indiqués.

J. COJAN.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

Série VI. — Tome IV. Février 1923 N° 2

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

V. — OPTIQUE

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE ET PHYSIOLOGIQUE

Analyse mathématique du problème des verres de lunettes. — **Weiss** (E.) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 659]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands (Iéna, 12-24 septembre 1921). — Résumé des résultats de l'étude des aberrations de verres dont les surfaces sont une sphère et un tore.

G. Bruhat.

Méthode pour tracer les caustiques. — **Percival** (A.-S.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 258-277]. — Soit un rayon lumineux faisant avec l'axe d'un dioptre un angle θ; soient φ et φ' les angles d'incidence et de réfraction de ce rayon. L'auteur donne des formules permettant de fixer sur le rayon réfracté la position F du point de contact avec les caustiques et la courbure de cette dernière en ce point F, dans les deux cas de la réflexion et de la réfraction.

Application à une surface sphérique, à une surface plane et à deux lentilles. La méthode proposée n'exige que des calculs très simples et permet de tracer la caustique avec un très petit nombre de points. — A. Foch.

La signification physique de l'aberration sphérique. — **Martin** (L.-C.) [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-22), 63-93. — L'auteur étudie numériquement et expérimentalement ce qui se passe au voisinage du foyer d'un instrument entaché d'aberration sphérique.

Il exprime l'aberration en fonction de la différence de marche ; il distingue le foyer paraxial et le meilleur foyer visuel et montre qu'il est nécessaire de restreindre les résidus de marche à $\frac{\lambda}{6}$ et même $\frac{\lambda}{8}$ pour ne pas altérer sensiblement la définition.

Enfin, il attire l'attention sur le fait que le plus petit cercle de confusion ne correspond pas nécessairement à la meilleure définition ; en effet, en changeant légèrement la mise au point, on peut obtenir une tache lumineuse plus étendue mais présentant, au centre, une vive condensation de lumière de faible diamètre.

Ceci explique que la meilleure mise au point d'un télescope imparfait ne soit pas la même pour l'examen des détails planétaires et pour l'observation des étoiles.

L'étude expérimentale a été effectuée à l'aide d'un objectif de microscope ; l'aberration sphérique variait à volonté quand on faisait varier le tirage du tube, de part et d'autre de la position correspondant à une aberration nulle. L'objet observé était un trou microscopique choisi dans une pellicule d'argent.

A. Benoit.

La position du meilleur foyer en cas d'aberration sphérique. — **Smith** (**T.**) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 145-150. — Soit un point de l'axe d'une lentille présentant l'aberration de sphéricité. Les diverses ondes qui arrivent en ce point présentent des phases différentes suivant qu'elles proviennent des rayons centraux ou des rayons marginaux. L'auteur admet que la meilleure position du plan d'observation d'une image est celle pour laquelle la somme des différences de ces phases est minimum.

Portons en abscisses la position du plan d'observation correspondant à des rayons inclinés de ψ sur l'axe et en ordonnées la quantité $1 - \cos\psi$. On s'assurera aisément, en écrivant la différence des chemins optiques, que l'aire (algébrique) limitée par cette courbe et une ordonnée quelconque (correspondant à une valeur ψ_0) représente la somme des phases des diverses ondes par rapport à la phase de l'onde dont l'aberration est déterminée par ψ_0. La meilleure position du plan d'observation sera celle pour laquelle cette aire est nulle.

Les figures ci-dessous indiquent les diagrammes d'une lentille non corrigée et d'une lentille sur-corrigée.

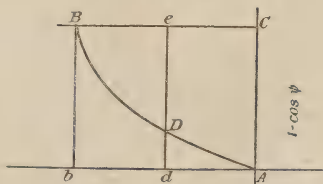


Fig. 1. — Diagramme d'aberration pour une lentille non corrigée.

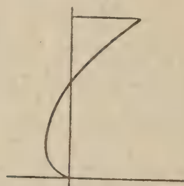


Fig. 2. — Diagramme d'aberration pour une lentille surcorrigée.

La discussion consécutive à cette communication fait ressortir la difficulté de préciser ce qu'il faut entendre par « meilleur emplacement du plan d'observation. »

A. Fogh.

L'état actuel de l'optique photographique. — **Conrady** (**A.-E.**) [*Photogr. Journ.*, **60** (1920), 296-305] [1]. — Conférence faite par l'auteur à la *Royal Photographic Society* sur l'étude des aberrations et son application au calcul des objectifs photographiques. — G. Hache.

Un interféromètre pour l'essai des objectifs photographiques. — **Twyman** (**F.**) [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 777-793]. — Description détaillée d'un interféromètre destiné à déterminer la qualité d'un objectif. En principe, l'appareil permet de déterminer, par l'observation de la forme de franges d'interférence, à quel degré une onde plane incidente diffère, après traversée du système optique étudié, d'une onde sphérique. Étant donnée la construction de cet intéressant appareil, les franges d'interférence obtenues constituent des lignes d'égale aberration. On peut étudier les aberrations suivantes : aberration sphérique sur l'axe, coma,

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*suppl.*), **1** (1921).

astigmatisme, courbure de l'image, distorsion. Voilà un instrument de grande précision, construit chez Hilger, et que l'on ne saurait trop recommander à l'attention de nos opticiens. — L. Brüninghaus.

Un interféromètre pour l'essai des objectifs photographiques — **Twyman** (F.) [*Trans. Opt. Soc.*, **22** (1921), 1-8] (¹). — Description de l'appareil dont l'auteur avait donné antérieurement le principe [*Photogr. Journ.*, **58** (1918), 239-251]. L'appareil peut être employé pour toutes ouvertures d'objectifs jusqu'à 140 mm de diamètre et pour des distances focales de 101 à 686 mm, l'angle extrême des faisceaux obliques dont les aberrations peuvent être étudiées passant, dans ces conditions, de 50 à 5°. — G. Hache.

Critique de l'emploi de la glissière nodale comme moyen de vérification des objectifs photographiques. — **Smith** (T.) et **Anderson** (J.-S.) [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 88-106]. — Ed. Salles.

La profondeur de champ et sa représentation graphique. — **Collins** (S.-M.) [*Brit. Journ. Photogr.*, **67** (1920), 659-662; 676-678] (²). — Lorsqu'on procède à la mise au point d'un appareil sur un plan à distance convenable D, on a simultanément l'image nette de tous les objets de la distance 0,5 D à l'infini, la distance D étant fournie par l'expression

$$D = \frac{nE}{f^2}$$

où f représente la distance focale de l'objectif ; n, le dénominateur de la fraction $\frac{f}{n}$ (ouverture utile du diaphragme employé) et E, le diamètre du cercle de diffusion toléré (généralement 0,01 cm).

Partant de cette formule, l'auteur indique de façon détaillée la construction d'une abaque à échelles logarithmiques donnant par simple lecture la valeur de D correspondant à tous les cas possibles. — G. Hache.

Résolution graphique de divers problèmes sur la profondeur de champ. — **Savory** (R.) [*Brit. Journ. Photogr.*, **68** (1921), 152-153] (³). — Abaque reliant entre elles la distance à l'objectif du plan sur lequel a été effectuée la mise au point, les distances des plans antérieur et postérieur correspondant à la tolérance de netteté admise (1 : 1 200 du tirage), et le diamètre utile du diaphragme employé. — G. Hache.

Mire pour l'essai de la profondeur de champ des objectifs. — **Rudolph** (P.) [*Photographische Ind.* (1921), 795-796] (⁴). — Une grille est constituée, comportant cinq barreaux de 1,20 m à 25 cm les uns des autres : de cette grille horizontale s'élèvent des piquets marquant les sommets d'un quadrillage de 5 cm de côté, les hauteurs des piquets étant de 5 cm pour la première rangée et s'accroissant de 9 cm pour chaque rangée suivante : sur chacun de ces piquets est portée une mire à neuf échelons équidistants, chacun des échelons mesurant 1×3 cm² et

(¹) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), **1** (1921).
(²) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), **1** (1921).
(³) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), **1** (1921).
(⁴) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), **1** (1921).

étant recouvert de trois carrés de papier, respectivement rouge, bleu et violet, en travers desquels est tracé un trait noir mat. La mise au point de l'objectif est faite sur le plan commun des échelons moyens de la troisième rangée, l'axe de l'objectif étant perpendiculaire à ce plan et rencontrant l'échelon central. Avec cette mire, il est facile de comparer rapidement divers objectifs photographiques.

G. HACHE.

Un objectif astronomique à grand angle. — **Ross** (**F.-E.**) [*Journ. Opt. Soc. Amer.*, **5** (1921), 123-130] [1]. — Mémoire fournissant les données de construction (indices, courbures, épaisseurs, etc.) d'un objectif d'ouverture relative $F : 14$ dont les lentilles ont un diamètre d'environ $F : 9$. Comparaison graphique des diverses valeurs d'observations avec celles de différents types d'objectifs.

G. HACHE.

Sur un nouveau type d'obturateur d'objectif à grande vitesse s'appliquant en particulier à l'aviation. — **Busy** (**L.**) [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **9** (1922), 36-38]. — Le principe de cet appareil consiste à employer un disque tournant sans liaison rigide avec l'appareil photographique. Afin d'empêcher que l'appareil ne soit transformé en appareil de prise de vue cinématographique, l'auteur a envisagé la solution consistant à utiliser le temps qui s'écoule entre deux expositions, pour ouvrir, puis fermer un obturateur auxiliaire d'une vitesse plus faible. L'auteur indique les conditions énoncées par M. Labussière pour éviter tout raté résultant de la superposition de deux expositions. — ED. SALLES.

L'éclairage et le temps de pose en photomicrographie. — **Hansen** (**G.**) [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, **20** (1921), 220-227] [1]. — Dans la première partie, l'auteur discute les conditions optima pour obtenir un éclairement uniforme du champ dans l'emploi d'une lampe électrique à incandescence, type projection, et conclut à la nécessité de disposer la lampe derrière un verre dépoli pour éviter de voir l'image des filaments. Dans la seconde partie, il étudie l'influence sur le temps de pose de l'ouverture du condensateur, du tirage de l'appareil, de la distance focale de l'objectif et du grossissement de l'oculaire de projection ; quatre tableaux numériques permettent, quand le temps de pose correct a été déterminé dans certaines conditions expérimentales, de le calculer pour toutes autres conditions.

G. HACHE.

Méthode microphotographique pour la détermination de la grandeur des particules dans les peintures. — **Green** (**H.**) [*Journ. Frankl. Inst.*, **192** (1921), 637-666]. — Description de la technique à observer pour faire une préparation où les grains individuels soient nettement séparés. Choix du grossissement du microscope. Numération et mesure des particules. Discussion des causes d'erreur.

L'utilisation des résultats est fondée sur les propriétés des courbes des grandeurs probables. On détermine ainsi une taille moyenne et un coefficient d'uniformité.

Des microphotographies sont données ainsi que des tableaux de chiffres correspondant à des produits industriels. — H. WEISS.

La stéréoautogrammétrie. — **Dock** (**H.**) [*Wiener Phot. Mitt.*, (1920), 229, 231 ; 246-249 ; 257-259] [1]. — Cette série d'articles est consacrée surtout à la description sommaire du matériel Zeiss pour la métrophotographie stéréoscopique :

(1) D'après *Rev. Fr. Phot. (Suppl.)*, **1** (1921).

photothéodolite, mires, stéréocomparateur Pulfrich, et stéréautographe E. Ritter von Orel type 1911, s'adaptant au stéréocomparateur pour le tracé automatique de planimétrie et des courbes de niveau dans la région commune aux deux clichés en examen. — G. Hache.

Photographie stéréoscopique de petits objets. — **Bedford** (**E.-J.**) [*Brit. Journ. Photogr.*, **68** (1921), 367-370] (¹). — L'auteur recommande, pour la stéréoscopie de petits objets en grandeur naturelle ou à échelle agrandie, d'adopter pour les deux positions de l'axe optique un écart égal à 0,05 fois la distance de l'objectif au modèle. Toutefois, H.-C. Browne [*Brit. Journ. Photogr.*, **68** (1921), 432-433] formule contre les conclusions de l'auteur diverses objections : absence de toute indication relativement à la distance focale du stéréoscope employé et choix d'un sujet mal approprié à la stéréoscopie à très courte distance. — G. Hache.

Sur la restitution des photographies stéréoscopiques à axes obliques. — **Lüscher** (**H.**) [*Zeits f. Inst.*, **42** (1922), 45-48]. — Prenons les photographies d'une même région, avec un même appareil.

1. L'axe optique étant dirigé suivant une horizontale H.
2. L'axe optique faisant avec la verticale un angle α et avec H un angle β.

Si l'on connaît α et β, les coordonnées d'un même point sur les deux photogrammes sont liées par des formules que donne l'auteur (et bien connues d'ailleurs de tous les canevas de tir français).

Un appareil permettant d'effectuer mécaniquement cette transformation de coordonnées est en construction chez Zeiss. — A. Foch.

Métrophotographie : étude de quelques cas particuliers. — **Zaar** (**K.**) [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, **20** (1921), 168-182] (²). — Emploi à des levers, et particulièrement à des relevés de monuments, de photographies exécutées en conditions telles que l'axe optique coïncide chaque fois avec la droite joignant les deux stations ; application de la même méthode aux études de perspective photographique.
G. Hache.

Représentation d'une région approximativement plane d'après des photographies aériennes lorsque les points fondamentaux sont rares. — **Rudel** (**E.**) et **Finsterwalder** (**S**). [*Sitz. Ber. Akad. Wiss. München*, (1921), 1-16]. — La cartographie allemande a eu souvent à établir des cartes d'après des photographies aériennes se recoupant, mais dans des régions où les points fondamentaux étaient rares. Quand le pays est plan, il suffit de prolonger les lignes joignant les points fondamentaux pour rétablir la planimétrie. Si le pays est approximativement plan, des corrections interviennent, qui permettent d'ailleurs, quand on connaît les coordonnées des points fondamentaux, de rétablir le nivellement.
A. Foch.

Les relations perspectives et optiques dans la restitution des images aériennes. — **Gruber** (**O.-V.**) [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 161-173]. — Une restitution perspectivement exacte à une échelle déterminée de la photographie d'une contrée est possible au moyen d'une lentille de projection. Il faut pour cela que les plans de la photographie de l'image restituée et le plan principal de la lentille aient une droite commune. Il faut d'autre part que la représentation conforme soit

(¹) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*suppl.*), **1** (1921).
(²) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*suppl.*), **1** (1921).

réalisée pour au moins une paire de points ; enfin si des mouvements de l'appareil sont solidaires, il faut que leur réglage présente au moins trois degrés de liberté.

Ayant ainsi posé les principes auxquels doivent satisfaire les appareils de restitution, l'auteur étudie les principaux appareils allemands proposés pour cet usage ; il conclut de son étude que seuls conviennent le « Photokartograph » de Finsterwald et la « Umbildekammer » de Zeiss. — A. Foch.

Photographie aérienne. — [*Nat.*, 108 (1921), 292]. — Cet article est le résumé d'une conférence faite à Londres à la *Royal Photographic Society* par notre compatriote M. L. P. Clerc, sur la photographie aérienne et la photo-topographie. L'auteur indique les ennuis causés par le froid (accroissement de longueur focale des objectifs, aggravé par la contraction de la chambre), discute la question des filtres colorés, les déformations dues à la grande vitesse de l'aéroplane, etc... Il donne des détails pratiques relatifs à la construction des appareils destinés à cet usage, et à leur emploi. Enfin, il plaide en faveur de la désensibilisation des plaques avant leur développement (procédé de Lüppo-Cramer), ce qui facilite évidemment beaucoup le contrôle visuel. — L. Brüninghaus.

La distance interoculaire. — **French (J.-W.)** [*Trans. Opt. Soc.*, 22 (1921-22), 44-56]. — Les mesures ont porté sur 409 sujets britanniques, hommes ou femmes, de 15 à 50 ans. Celles qui ont été faites sur les jeunes gens de 15 à 17 ans, considérés comme incomplètement développés, ne sont pas intervenues dans le calcul des moyennes. Les instruments utilisés étaient un pupillomètre du type de Zeiss et un compas à boules.

La distance interoculaire moyenne a été trouvée pour les hommes de 63 mm, les valeurs extrêmes étant de 56 et 72 mm, et pour les femmes de 61 mm avec des valeurs extrêmes de 54 et 67,5 mm.

La largeur de la tête au-dessus des oreilles augmente avec la distance interoculaire; la limite maxima semble être de 160 mm. La largeur de la partie de l'œil exposée à la lumière présente une décroissance rapide de 30 à 45 ans.

D'autres déterminations ont été faites portant sur le pourcentage des sujets qui ont une couleur d'iris donnée et sur ses dimensions. — J. Cojan.

Discussion du mémoire du Dr French sur la distance entre les deux yeux. — [*Trans. Opt. Soc.*, 23 (1921-1922), 220-222]. — Ed. Salles.

Contribution à la théorie de la vision, III. — **Horovitz (K.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 2 (1921), 9-11]. — Remarques sur l'impression de relief dans la vision monoculaire et la vision binoculaire, et sa modification par la modification de l'accommodation. — G. Bruhat.

Thomas Young : son Œuvre. — Quelques relations physiques et physiologiques importantes entre l'énergie radiante et l'organe et les processus visuels. — **Sheard (C.)** [*Trans. Opt. Soc.*, 23 (1921-22), 1-23]. — L'auteur rappelle l'œuvre fondamentale de Young dans le domaine de l'optique physiologique et les travaux qui l'ont complété depuis.

Young étudia l'œil au point de vue physique et précisa les défauts de l'image rétinienne. Il donna le premier une valeur de l'aberration chromatique. Son optomètre lui permit de mesurer l'aberration sphérique. En 1801, il remarquait le peu d'étendue de la vision parfaite et l'attribuait à deux causes : l'astigmatisme des rayons obliques et l'insensibilité de la rétine en dehors de l'axe. Il calculait la position des surfaces focales. L'expérience célèbre de l'immersion de l'œil lui montra que l'astigmatisme n'était pas localisé dans la cornée.

On voit toute l'importance de cette partie de l'œuvre d'Young. De nombreux travaux importants sont venus depuis consolider ces bases et ont fourni un grand nombre de méthodes de mesure des aberrations de l'image rétinienne. Il faut signaler les travaux d'Arme et Proctor qui ont fait l'étude systématique de ces défauts pour différentes longueurs d'ondes.

Le second grand mérite d'Young en optique physiologique est d'avoir prouvé le premier que l'accommodation est due à une variation de la courbure du cristallin.

C'est encore lui qui fit les premiers pas dans le domaine encore si peu connu des relations physiologiques entre l'énergie radiante et l'œil. On lui doit la première théorie satisfaisante de la vision colorée, modifiée par Helmholtz. Parmi les théories classiques, on peut encore citer celle de Herong et celle de Ladd-Franklin. Cette dernière semble être une des meilleures explications des processus des phénomènes rétiniens par opposition à ceux intéressant le fond de la rétine et les centres cérébraux. Les idées les plus avancées attachent une importance primordiale aux régions corticales visuelles. De la rétine aux centres cérébraux, on peut concevoir des stations réceptrices pour les différentes fonctions de la vision. Mais le ou les processus sont toujours très obscurs. D'une manière générale, les théories de la vision sont chimiques, mécaniques ou électriques.

On admet dans les théories chimiques des modifications de certaines substances de la rétine. Le pourpre rétinien y a joué un grand rôle.

Dans les théories mécaniques, un rayon lumineux produit une décomposition chimique d'une substance dans laquelle les vibrations de l'atome autour du centre d'attraction de la molécule sont en concordance avec les longueurs d'onde de la lumière incidente. Hounston a donné récemment une autre explication de la vision colorée basée sur la courbe de sensibilité de l'œil.

L'œil possède un grand nombre de vibrateurs ayant une période propre dans le vert. Ils exécutent des vibrations forcées avec amplitude maxima quand leur période propre coïncide avec la période de la lumière incidente. Quand l'énergie de la vibration atteint une valeur critique, la force centrale d'attration du vibrateur est rompue : il cesse alors d'absorber la lumière et une réaction chimique prend naissance.

Cette théorie contient le principe fondamental de la théorie du quantum. Une telle théorie de la vision a été développée par Joly [*Phil. Mag.*, février 1921]; elle est essentiellement électrique. L'idée essentielle de ces théories photo-ioniques (ou photo-électriques) des processus visuels consiste à admettre que les cônes et les bâtonnets contiennent certains électrolytes ou substances ionisables qui, en l'absence de la lumière, sont en état d'équilibre de dissociation. L'absorption de la lumière par ces substances modifie le rapport de dissociation. L'action serait alors le résultat de cette absorption produisant une ionisation croissante, c'est-à-dire un effet de volume dans le corps du récepteur. Ou, peut-être, l'action est-elle un véritable phénomène photo-électrique, en ce sens qu'il y aurait un effet de surface d'émission d'électrons par la surface de la rétine?

Il s'ensuit que dans les théories électriques l'impulsion visuelle s'accompagne d'une impulsion électrique, un courant étant produit dans la rétine, sous l'influence de la lumière et transmis au cerveau. — J. Cojan.

Essai de détermination du temps minimum nécessaire à l'excitation de la rétine humaine. — Poole (J.-H.-J.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 345-348]. — Un miroir pouvant tourner jusqu'à 800 tours par minute renvoie sur une fente placée à une trentaine de mètres un faisceau lumineux parallèle. Un observateur placé

derrière la fente recevra le faisceau lumineux une fois par tour du miroir et avec une fente suffisamment fine, la durée de chaque éclat pourra être inférieure à 10^{-6} s; pour éviter l'objection que des éclats fréquemment répétés peuvent donner l'impression d'une visibilité continuelle, le faisceau n'est admis sur le miroir que toutes les demi-secondes pendant $\frac{1}{150^{\text{ième}}}$ de seconde, et cela, grâce à un disque tournant percé d'un trou.

On a trouvé qu'un éclat de 2×10^{-7} seconde était toujours visible; un éclat durant 8×10^{-8} s cessait d'être perceptible. Comme la quantité d'énergie mise en jeu était de 4×10^{-7} erg dans le premier cas et 8×10^{-8} erg dans le second, il se peut que l'insensibilité soit due simplement au manque d'énergie. Mais la difficulté d'employer pour ces recherches une source autre qu'une lampe à incandescence n'a pas permis de trancher la question. — A. Foch.

Données relatives à la discrimination visuelle et aux éclairements paraissant les meilleurs. — Luckiesh (M.), Taylor (A.-H.) et Sinden (R.-B.) [*Journ. Frankl. Inst.*, **192** (1921), 757-772]. — I. Un texte est imprimé sur papier blanc non teinté, en caractères anciens, de façon à éviter que l'observateur ne devine les mots par leur forme générale. Il se déplace derrière une fente fixe qui n'en laisse apparaître que quelques lignes qui peuvent être éclairées uniformément par une source d'intensité variable. On règle la vitesse du texte à la valeur maximum pour laquelle la lecture est possible sous un éclairement donné, variant de 1 à 250 lux. On trouve ainsi que :

1° Pour un éclairement donné, la vitesse de déplacement du texte, servant de mesure à la discrimination visuelle, varie considérablement avec les observateurs ; pour un même observateur elle dépend énormément du contraste entre le texte et le fond.

2° Si l'on prend comme unité, pour un observateur et un contraste donnés, la vitesse de déplacement correspondant à un éclairement choisi une fois pour toutes, la rapidité de discrimination croît avec l'éclairement et pour les faibles contrastes entre fond et texte paraît tendre vers une limite presque atteinte pour 250 lux.

II. On prescrit à un observateur de lire un texte à haute voix, de façon à combiner l'effort de discrimination visuelle et la fatigue physique. Ce texte est éclairé soit par une lampe à incandescence, soit par un arc au mercure, et l'observateur est libre de régler l'éclairement à la valeur qui lui paraît préférable. L'éclairement choisi varie suivant les individus, de 40 à 280 lux ; l'éclairement moyen est voisin de 150 lux ; et les observateurs, quand ils opèrent avec l'arc au mercure, veulent un éclairement supérieur de 5 à 20 pour 100 à celui qu'ils recherchent en lumière blanche. — A. Foch.

L'effet des variations d'angle visuel, d'intensité et de composition de de la lumière sur les fonctions oculaires importantes. — Ferree (C.-E.) et Rand (G.) [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, **17** (1922), 69-102]. — Les résultats les plus importants de ce travail peuvent être résumés de la façon suivante :

1. La vitesse de discrimination des objets (vitesse de la lecture par exemple) s'accroît, pour tous les angles visuels employés, lorsque l'éclairement augmente. A mesure que l'angle visuel s'accroît, l'effet d'un accroissement de l'éclairement sur la vitesse de discrimination est de moins en moins marqué.

2. L'effet d'un accroissement de l'angle visuel est plus grand que celui d'un accroissement de l'éclairement. L'effet est d'autant plus sensible que l'éclairement actuel est plus faible.

3. Des couleurs du spectre, c'est le jaune qui donne lieu à la plus grande activité visuelle, le bleu à la plus faible (dans des conditions autant que possible comparables). L'ordre des couleurs correspondant aux acuités décroissantes est le suivant: jaune, jaune vert, orangé, vert, rouge, bleu vert et bleu.

4. La vitesse de discrimination est, vis-à-vis de la couleur de la lumière, soumise à des variations de même sens que l'acuité, mais beaucoup plus importantes.

5. La persistance de l'acuité est soumise à des influences analogues au point de vue de la couleur de la lumière, en exceptant toutefois le rouge et le vert. La vitesse de discrimination et l'acuité sont plus grandes pour le vert que pour le rouge. Au contraire, l'œil conserve mieux son acuité en lumière rouge qu'en lumière verte. — L. Brüninghaus.

Réponse de la pupille moyenne à diverses intensités lumineuses. — **Reeves** (**P.**) [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, **16** (1921), 78]. — Conclusions d'un mémoire paru dans le *Journal of Optical Society* de mars 1920. Déterminations de la vitesse d'ouverture ou de fermeture d'une pupille pour des éclats lumineux déterminés. La pupille moyenne se contracte en moins de 5 secondes, la contraction la plus forte a lieu pendant les deux premières. Il faut le même nombre de minutes, pour que la dilatation se produise. — Ed. Salles.

Un nouveau colorimètre. — **Jones** (**L.-A.**) [*Journ. Opt. Soc. Amer.*, **4** (1920), 420-431] [1]. — L'appareil, portatif, comporte un cube photométrique sur lequel se forme l'image de la plage à étudier, et dont le reste du champ est éclairé par une lampe étalonnée dont le faisceau traverse un diffuseur, un écran équilibrant sa lumière avec celle de la lumière solaire, et quatre coins gradués, respectivement rose, jaune, bleu vert et gris neutre. On examine les deux plages concentriques du cube au moyen d'une lunette. — G. Hache.

Mesure de la couleur. — **Mees** (**C.-E.-K.**). [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, **16** (1921), 76-78]. — Exposé des méthodes destinées à déterminer la sensation de couleur produite sur l'observateur, ou les moyens par lesquels elle est produite. Le mémoire contient la description d'un colorimètre utilisé par la Compagnie Eastman Kodak, basé sur l'emploi des coins colorés. Ces derniers au nombre de trois, jaune, bleu vert et rouge, absorbent chacun un tiers du spectre. Employés par paires, ils peuvent être comparés à une couleur quelconque, dont on règle l'intensité par un quatrième coin gris. — Ed. Salles.

Recherches colorimétriques. — **Meissner** (**O.**) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 641-543]. — L'auteur répond encore une fois aux objections de Kohlrausch sur la théorie d'Ostwald, et donne ensuite les résultats de mesures de la coloration des feuilles de différents arbres, à différentes dates des étés 1919 et 1920.

G. Bruhat.

Notes sur la photométrie hétérochrome et sur la théorie et l'emploi du photomètre à papillotement. — **Taylor** (**A.-H.**) [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, **16** (1921), 574-586]. — L'auteur passe en revue quelques procédés de photométrie hétérochrome et montre que le photomètre à papillotement est le meilleur instrument permettant de saisir l'égalité d'action sur la rétine de deux éclairements produits par des sources de colorations différentes.

Il décrit le photomètre de Kingsbury qu'il considère comme le plus convenable et met ses avantages en évidence. Puis, il expose la théorie du photomètre à

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), **1** (1921).

papillotement en le basant sur de nombreuses expériences desquelles il résulte ce qui suit :

1. Sous la seule restriction que les éclairements soient assez forts pour ne pas donner lieu au phénomène de Purkinje, l'action moyenne du rouge et du vert sur la rétine est la même quand la vitesse du disque à secteurs fait juste apparaître le papillotement et quand elle est beaucoup trop grande pour donner lieu à ce phénomène.

2. Les éclats relatifs à différentes couleurs s'additionnent.

3. Dans un photomètre à papillotement, on observe une pulsation quand les champs éclairés par les deux sources n'ont pas même éclat. La visibilité de cette pulsation dépend de plusieurs facteurs dont les plus importants sont la grandeur et la fréquence des pulsations.

4. Le papillotement dû à la couleur cesse pour des vitesses plus faibles que celles qui sont nécessaires pour faire disparaître le papillotement dû aux différences d'intensité.

5. Le résultat de l'observation est indépendant de la vitesse employée, pourvu que celle-ci soit plus grande que le minimum nécessaire ; l'accroissement de vitesse entraîne seulement une diminution de sensibilité.

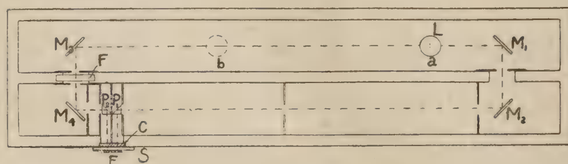
6. Le facteur de transmission d'un disque à secteurs est indépendant de la couleur de la lumière.

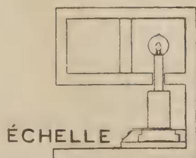
Enfin, l'auteur indique que beaucoup de recherches sont encore nécessaires pour perfectionner les méthodes et les instruments de mesure ; il en signale quelques-unes. Il termine en faisant remarquer que la méthode s'applique mal quand les colorations sont très différentes ; il convient alors de passer par des colorations intermédiaires. — A. Benoit.

Détermination des coefficients des écrans colorés. — **Davis (R.)** [*Photogr. Journ.*, **61** (1921), 168-175] (1). — Deux plages contiguës d'une plaque photographique sont impressionnées, au moyen d'un jeu de miroirs et de prismes, par une même lampe à filament métallique étalonnée dont la lumière est amenée à une composition voisine de la lumière diurne par un écran correcteur.

Un étalonnage préalable de l'appareil permet la mesure du coefficient d'un écran en interposant celui-ci sur un des faisceaux et procédant à un certain nombre de poses pour des positions différentes de la lampe. — G. Hache.

Nouvelle méthode pour la mesure des facteurs des filtres photographiques. — **Davis (R.)** [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1921), 79-89]. — Les grandeurs mesurées sont les coefficients d'absorption des écrans pour plaques orthochromatiques et panchromatiques. La figure ci-contre donne le schéma de l'appareil. La source L, après réflexions symétriques sur les miroirs M et les prismes P, forme sur la plaque E deux taches dont l'intensité relative dépend : 1° de la position de L, 2° de l'écran F interposé sur l'un des faisceaux.





(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), **1** (1921).

En fait, la source L est une lampe électrique, tamisée par un écran C de façon que la composition spectrale corresponde à celle de la lumière de midi à Washington. On mesure les noirs, pour 4 ou 5 positions de L et une durée d'exposition constante, au photomètre à polarisation. La durée d'exposition est choisie de telle sorte qu'on se trouve dans la zone de proportionnalité pour la plaque photographique.

Les erreurs dues aux mesures, moyennant certaines précautions, sont inférieures à celles qui résultent de l'hétérogénéité des plaques. — M. Courtines.

OPTIQUE PHYSIQUE

Définition optique et pouvoir séparateur. — **Evershed (J.)** [*Nat.*, **110** (1922), 179]. — On a élevé récemment quelques doutes en ce qui concerne les déplacements apparents d'étoiles observés au cours d'éclipses de soleil, et prévus par Einstein. L'auteur indique, pour lever cette incertitude, une méthode qu'il emploie pour la mesure des spectres, et qui lui permet d'atteindre une précision très supérieure à celle que fournit la méthode du fil de réticule bissectant la ligne à mesurer. Cette méthode de l'auteur consiste à superposer sur le micromètre les images du positif et du négatif, et à estimer la coïncidence des deux images. Les intervalles à mesurer se trouvent ainsi doublés, et une certaine pratique du procédé conduit à un degré élevé d'exactitude. Par exemple, pour étudier les déplacements des raies spectrales solaires par rapport aux raies d'arc, les mesures faites de façon répétée par l'auteur et par l'un des assistants différaient rarement de plus de 0,001 mm.

La méthode, appliquée au cas des étoiles, conduirait vraisemblablement à des erreurs inférieures à 0″,18. — L. Brüninghaus.

Nouveaux modèles des théories optiques au moyen de rides. — **Ghosh (R.-N.)** [*Proc. Ind. Ass. Cultiv. Sc.*, **6** (1921), 155-164]. — L'appareil utilisé comporte une cuve où les rides sont produites par un plongeur auquel un système bielle-manivelle actionné par un moteur électrique communique un mouvement alternatif. Sur l'arbre du moteur est monté un disque percé d'un trou permettant l'éclairage intermittent des rides. En raison du synchronisme des perturbations et des éclats, les rides paraissent rigoureusement immobiles.

L'amplitude des rides se règle au moyen de l'amplitude du mouvement du plongeur ; leur fréquence au moyen de la vitesse du moteur.

On obtient ainsi des représentations mécaniques :

1° des interférences au voisinage des caustiques ;

2° de la théorie de l'arc-en-ciel et en particulier des arcs-en-ciel d'ordre supérieur ;

3° des propagations anormales au voisinage des foyers : on voit les ondes s'allonger progressivement, puis se contracter après le passage ;

4° des diffractions par systèmes lamellaires asymétriques ;

5° des interférences au voisinage des sources, etc...

L'appareil semble très pratique et d'un emploi très commode. — A. Foch.

Sur les rides d'amplitude finie. — **Kamesvara Rav (J.-C.)** [*Proc. Ind. Ass. Cultiv. Sc.*, **6** (1921), 175-193]. — On étudie d'ordinaire les rides au moyen d'une cuve où plonge une tige reliée à un diapason. L'auteur a utilisé l'appareil de Fleming (modifié par Raman) et dans lequel le plongeur est mis en mouvement par un moteur électrique. Sur l'arbre du moteur est un écran percé d'un trou qui permet un éclairage intermittent, synchrone du mouvement des rides. Il suffit de

regarder par réflexion sur l'eau de la cuve le bord vertical d'un écran blanc sur fond noir pour apercevoir ce bord sous la forme d'une onde fixe correspondant plus ou moins exactement au profil de la ride.

On trouve ainsi que

1° pour de faibles amplitudes, les ondes sont vaguement sinusoïdales ;

2° quand l'amplitude est notable, les crêtes de chaque onde se dentèlent en deux ou trois crêtes secondaires ;

3° à grande distance de la source, les crêtes multiples disparaissent par aplatissement des crêtes secondaires intérieures ; le même phénomène se produit quand la profondeur de la couche liquide diminue ;

4° la vitesse de propagation des ondes dépend de la profondeur, ainsi que le fait prévoir la théorie classique du phénomène. Des vérifications numériques sont en cours.

Tous les résultats trouvés pouvaient se prévoir par le calcul : Prenons le cas d'ondes cylindriques et écrivons l'équation classique

$$-\frac{T}{\rho}\frac{\partial^2 z}{\partial r^2} = -gz + \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)^2\right\}$$

φ étant le potentiel des vitesses.

Les conditions aux limites

$$\frac{\partial\varphi}{\partial r} = 0 \qquad \text{pour } r = \infty$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0 \qquad \text{pour } z = -h \text{ (au fond du vase)}$$

donnent, puisque

$$-\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{\partial z}{\partial t},$$

$$z = \frac{1}{c}\sum_{s=1}^{s=n} a_s J_0(skr) \operatorname{Sh} skh \cos skct;$$

les coefficients a_s se déterminant par substitution et J_0 étant la fonction de Bessel d'ordre zéro.

On trouve ainsi par un calcul, dont le seul défaut est la longueur, la valeur de la vitesse de propagation c et celles des coefficients a_s lesquels deviennent rapidement négligeables. — A. Foch.

Comparaison de la vitesse des lumières bleue et jaune. — [*Nat.*, 109 (1922), 318]. — Détermination astronomique. Différence extrêmement faible (10^{-10} en valeur relative). — L. Brüninghaus.

Sur la convection de la lumière (effet Fizeau) dans les gaz en mouvement. — Raman (C.-V.) et Sethi (N.-K.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 447-455]. — Les auteurs se sont proposé de reprendre, vis-à-vis des gaz, la célèbre expérience de Fizeau, relative à l'entraînement de l'éther par les solides et les liquides en mouvement. Les auteurs établissent tout d'abord que, si l'on tient compte des conditions particulières à un gaz animé d'un mouvement d'ensemble de vitesse v, on

doit trouver pour la différence de vitesse de propagation de la lumière, selon que le gaz est en mouvement ou immobile :

$$V' - V = v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

n étant l'indice de réfraction, supposé voisin de l'unité (cas de l'air).

Le montage expérimental était sensiblement celui de Fizeau, seulement les tubes parallèles parcourus par l'air en mouvement avaient une longueur considérable, d'environ 200 pieds. La vitesse de l'air était de plus de 30 m par seconde. Le déplacement des franges devait être dans ces conditions de l'ordre de 0,1 de frange, c'est-à-dire pouvait être mesuré assez exactement. Ces expériences fort difficiles, surtout en raison des conditions de température régnant à Calcutta, lieu de l'expérience, ont conduit à l'observation d'un déplacement de l'ordre de 0,05 frange. — L. Brüninghaus.

La transmission des ondes à travers un instrument d'optique symétrique. — **Roman (I.)** [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 126-127]. — Dans le passage d'une onde à travers un instrument d'optique, chaque point de l'onde suit un chemin qui établit une correspondance point par point, entre toutes les surfaces du système, les surfaces des lentilles et des ondes étant tout à la fois considérées comme faisant partie du système. Si chaque surface est exprimée en fonction de ses propres paramètres de Gauss tels que les utilise la géométrie différentielle, les paramètres relatifs à chaque surface peuvent être exprimés, au moins théoriquement, en fonction des paramètres relatifs à une onde incidente arbitraire.

Si le système est de révolution autour d'un axe commun, l'azimuth autour de cet axe peut être choisi comme un des deux paramètres de Gauss, de sorte que le problème ne contient essentiellement qu'un paramètre. C'est le cas que considère en détail le présent travail. Les coordonnées rectangulaires de chaque point d'une surface sont considérées comme étant exprimées par des développements en séries, en fonction de paramètres choisis, chaque surface possédant un paramètre et sa propre suite de coefficients dans la série. On a trouvé, parmi les coefficients de paires de surfaces, certaines combinaisons invariantes, qui fournissent la surface réfractée pour une onde incidente et une surface réfractante particulière. et aussi l'onde après propagation dans un milieu unique.

A titre d'application, on a calculé l'aberration longitudinale d'une onde symétrique. Pour un instrument particulier à quatre surfaces réfringentes, les résultats obtenus par cette méthode et par la méthode usuelle s'accordent remarquablement bien. De même, dans le cas d'une onde plane réfractée à travers une surface sphérique, les résultats s'accordent avec ceux fournis par la littérature scientifique.

La méthode est applicable aux surfaces non sphériques, aussi aisément qu'aux surfaces sphériques, pourvu que toutes les surfaces du système admettent le même axe de symétrie. — L. Brüninghaus.

Quelques remarques sur l'interféromètre de Michelson. — **Snethlage (A.)** [*Physica*, 1 (1291), 313-318]. — L'auteur cherche la condition à laquelle la position des miroirs doit satisfaire pour que les deux rayons en lesquels se partage un rayon lumineux tombant sur le miroir mi-argenté, soient parallèles à l'émergence. — J.-E. Verschaffelt.

L'emploi de l'interféromètre à eau de Rayleigh-Löwe (Marque Zeiss) pour l'analyse de solutions non aqueuses. — **Cohen (E.) et Bruins (H.-R.)** [*Proc. Amst.*, **24** (1921), 114-122]. — L'analyse des solutions est faite par une

mesure d'indice. Si l'on remplace l'eau par des solvants organiques, il devient nécessaire de s'entourer de précautions spéciales pour éviter l'évaporation et l'absorption de vapeur d'eau de l'air ambiant. Il devient nécessaire de rendre la température plus constante parce que le coefficient de température de l'indice du solvant est environ 8 fois plus grand que pour l'eau. Comme liquide de thermostat, on a choisi de l'éthane tétrachloré.

La précision des mesures peut atteindre 9.10^{-6}. — R. FORTRAT.

Sur les bandes de Talbot et la théorie de l'interféromètre Lummer-Gehrcke. — Sethi (N.-K.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 389-395]. — Si l'on immerge une mince bande — taillée dans une lame couvre-objet, — dans un milieu dispersif, comme par exemple un mélange de sulfure de carbone et de benzène, d'indice supérieur à celui de la lame, et si l'on éclaire une fente verticale avec de la lumière blanche, provenant d'une fente éloignée, et qui a traversé la lame de verre, tenue dans un plan vertical très oblique par rapport à la direction des rayons incidents, deux des quatre spectres formés par les bords de la plaque présentent les bandes de Talbot. La théorie de cette formation des bandes de Talbot est tout à fait analogue à celle de l'interféromètre Lummer-Gehrcke, et, comme dans cet appareil, les maxima sont étroits et les minima sont croisés par des maxima secondaires, lorsque le nombre des réflexions internes est petit. L'apparence n'est pas non plus affectée par l'ouverture de la fente.

On a aussi observé, avec le même dispositif simple, des bandes d'interférence analogues à celles que donne l'étalon de Fabry et Pérot. L'auteur décrit et explique le phénomène. — L. BRÜNINGHAUS.

Note sur les spectres manquants. — Eve (A.-S.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 391]. — Les ingénieurs des mines se servent de tamis fins constitués par des fils de bronze phosphoreux, et dont les mailles ont différentes tailles, la plus petite correspondant à environ 300 fils par pouce. Lorsqu'on fait tomber sur un tel tamis un étroit faisceau de lumière parallèle, on obtient des bandes ou des dessins qui peuvent être observés directement, ou par projection. On peut par ce dispositif calculer facilement la longueur d'onde d'une radiation donnée.

Un tamis de 300 fils par pouce possède des intervalles juste égaux au diamètre des fils. Il en résulte que les spectres d'ordre pair sont entièrement absents, tandis que les spectres impairs ont leur éclat renforcé. En inclinant le tamis par rapport aux rayons les intervalles offerts au passage de la lumière se rétrécissent, tandis que les fils, de section circulaire, lui opposent toujours la même surface apparente, et il en résulte, pour un angle d'inclinaison d'environ 30°, la soudaine apparition des spectres manquants. On a là un procédé simple et intéressant de démonstration des propriétés des réseaux. — L. BRÜNINGHAUS.

Sur les apparences de moiré. — Diesselhorst (H.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 2 (1921), 52-53]. — Examen des apparences obtenues en regardant un fond clair à travers deux réseaux de traits dont les plans sont distants de quelques millimètres. — G. BRUHAT.

Méthode interférométrique de détermination de la différence de phase introduite par la réflexion métallique. — Waran (H.-P.) [*Phil. Mag.* 43 (1922), 471-477]. — Méthode simple et élégante de détermination des différences de phase dues à la réflexion métallique : on éclaire avec le faisceau issu du collimateur d'un spectromètre (éclairé par l'arc au mercure et en lumière polarisée

dans le plan d'incidence sur la lame), une lame de Lummer reposant sur une sorte de cuve plate à deux compartiments : l'un contient de l'air ; les rayons ayant traversé la lame se réfléchissent sur l'intersurface verre-air ; l'autre contient du mercure, dont la surface est au contact de la face inférieure de la lame de Lummer ; ici, les rayons subissent la réflexion métallique sur l'intersurface verre mercure. Les rayons émanant de la lame tombent sur le prisme du spectroscope. On observe à la sortie un double système de franges adjacentes, dont les relations de distance comparées permettent de calculer la différence de phase introduite par la réflexion métallique. Mêmes expériences par réflexion sur l'intersurface verre-argent.

L. Brüninghaus.

Des effets des chocs moléculaires sur les interférences à grande différence de marche. — **Gouy** (G.) [*Journ. de Phys.*, **1** (1920), 3-11].

Sur la théorie de la diffraction. — **Jaffé** (G.) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 578-580]. — L'auteur montre qu'il est possible de ramener la solution du problème de la diffraction par un écran plan de forme quelconque, parfaitement conducteur, à la résolution d'une équation intégrale de première espèce. Mémoire purement mathématique. — L. de Broglie.

Sur le phénomène du « spectre rayonnant » observé par Brewster. — **Raman** (C.-V.) [*Phil. Mag.*, **43** (1921), 357-359]. — L'auteur avait indiqué [*Phil. Mag.*, **38** (1919), 568] une explication pour les phénomènes observés quand on fixe une source ponctuelle brillante sur fond noir : On aperçoit un halo constitué par des faisceaux de lumière, si la source n'est pas monochromatique ; le halo se compose au contraire d'anneaux alternativement brillants et obscurs dans le cas d'une source monochromatique. Il attribuait ces phénomènes à la dispersion par les cellules en suspension dans l'œil.

Or, Brewster [*Phil. Mag.*, septembre 1867] avait signalé que, si l'on regarde *directement* le spectre d'une source ponctuelle, donné par un prisme ou un réseau, on aperçoit des faisceaux lumineux, divergeant d'un point situé bien au delà du violet. Qu'il y ait là un effet de diffraction, cela résulte de ce que l'on obtient un phénomène semblable en regardant à travers un prisme dont une face est saupoudrée de lycopode un point brillant : le prisme disperse les halos dus aux différentes longueurs d'onde et les dévie de façon différente. Par suite, le centre achromatique est déplacé considérablement, *bien au delà du violet de la source ponctuelle.*

Les divers halos élémentaires étirés d'un côté et écrasés de l'autre semblent diverger du nouveau centre achromatique.

L'analogie entre ce phénomène et celui de Brewster doit sans aucun doute faire attribuer à ce dernier une origine semblable, les particules diffringentes étant situées dans l'œil. — A Foch.

Le spectre radiant. — **Hartridge** (H.) [*Nat.*, **108** (1921), 467-468]. — Le phénomène précédemment décrit sous le nom de spectre radiant avait été observé par Brewster qui l'attribuait à une fluorescence de certaines parties de l'œil sous l'action des rayons ultra-violets. Raman pense au contraire qu'il s'agit d'effets de diffraction par les corpuscules de la cornée de l'œil. Ceci n'est pas en accord avec certains faits : le phénomène apparaît, en particulier, sur le verre dépoli d'une chambre photographique.

L'auteur pense que le phénomène se produit surtout par diffraction sur les

faces même du prisme : il est atténué par le polissage, exagéré par l'action inverse. L'auteur explique ensuite diverses particularités du phénomène.

L. Brüninghaus.

Le spectre radiant. — **Raman** (**C.-V.**) [*Nat.*, **109** (1922), 175-176]. — L'auteur répond à une objection de Hartridge au sujet de la théorie du spectre radiant. Le phénomène est antérieur à l'interposition du prisme, dont le rôle est de modifier les couleurs et la disposition des rayons lumineux. L'origine du phénomène est la diffraction de la lumière par des particules contenues dans les milieux transparents de l'œil. — L. Brüninghaus.

Le spectre radiant. — **Hartridge** (**H.**) [*Nat.*, **109** (1922), 445-446]. — On a supposé pour expliquer ce phénomène une diffraction par les corpuscules de la cornée. Or, l'auteur ne réussit pas à constater leur présence au microscope, du fait d'une différence d'opacité ou d'indice avec le milieu qui les entoure. Ils ne sauraient donc diffracter la lumière de façon perceptible. L'auteur montre, au contraire, par une expérience simple, que le phénomène s'explique par la diffraction de la lumière par un prisme. — L. Brüninghaus.

Le front d'onde tacheté de lumière. — **Richardson** (**L.-F.**) [*Nat.*, **109** (1922), 683-684.] — D'après une suggestion de J.-J. Thomson, le front d'onde lumineux peut avoir une structure *tachetée*. On peut donc se demander si quelque chose de particulier se produira si deux taches, appartenant à des ondes différentes, se rencontrent. Elles peuvent, par exemple, être déviées de leur route. S'il en était ainsi, l'une des ondes lumineuses donnerait lieu à une sorte de diffraction de l'autre, dont la lumière serait plus ou moins affaiblie. Cet effet doit en tous cas être petit, sans quoi il aurait été déjà signalée. L'auteur pense qu'on pourrait le mettre en évidence par des observations comparées de l'éclat d'une étoile selon sa position par rapport à la terre et au soleil. — L. Brüninghaus.

Sur l'épaisseur des lames stratifiées. — **Wells** (**P.-V.**) [*Ann. de Phys.*, **16** (1921), 69-110]. — M. Wells a mesuré l'épaisseur de la tache noire et des plages grises et colorées, observées par M. J. Perrin dans les lames de savon, au moyen du dispositif utilisé en métallographie. Ces épaisseurs ont été déterminées, soit en mesurant photométriquement l'intensité de la lumière monochromatique réfléchie, soit en comparant la couleur de la lumière réfléchie à la couleur d'une lame de quartz entre deux nicols croisés, dans la région des teintes sensibles. La loi des épaisseurs multiples, formulée par M. J. Perrin, se vérifie bien : les plages sont formées par la superposition, en nombre quelconque (de 1 à 100 dans les mesures faites) de feuillets élémentaires identiques, dont l'épaisseur est la même que celle de la tache noire.

L'épaisseur élémentaire est la même pour des liquides d'oléate de potasse et de glycérine ; l'épaisseur trouvée est 4,4 mμ, en prenant pour valeur de l'indice de la lame 1,33, indice de l'eau, ou 4,2 mμ, en prenant la valeur 1,42 indiquée par Drude pour l'indice de la tache noire. Il est probable que la tache noire est une couche bimoléculaire d'acide oléique. — G. Bruhat.

Sur les couleurs des lames mixtes. 3e partie. — **Raman** (**C.-V.**) et **Seshagiri** (**R.**) [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 679-695]. — Ce travail constitue la suite d'une étude des halos de diffraction observés lorsqu'on interpose entre l'œil et une source lumineuse de petites dimensions une lame formée d'un liquide tenant en

suspension de nombreuses bulles d'air (comme le blanc d'œuf battu). Le caractère remarquable du phénomène est que, bien que les bulles d'air incluses dans la lame varient de façon quelconque de formes et de dimensions, et soient distribuées irrégulièrement, néanmoins le halo observé manifeste une structure régulière : il consiste en une série d'anneaux circulaires qui se rapprochent vers le centre du halo, s'éloignent au contraire les uns des autres vers l'extérieur, et dont le nombre ne dépend que de l'épaisseur de la couche et de sa composition.

La théorie proposée est que ces effets dépendent du caractère spécial des profils des bulles qui forment la lame. En raison de la tension superficielle, la surface latérale des bulles n'est pas cylindrique, il y a traction de la surface latérale vers l'intérieur du liquide, et la forme des ménisques dépend de l'angle de contact entre le liquide et la lame. En supposant nul cet angle, la section droite du ménisque serait semi-circulaire. On a pu obtenir par le calcul, en partant de cette hypothèse, l'explication des phénomènes observés dans tous leurs détails.

L. Brüninghaus.

Sur les anneaux de Quételet et d'autres phénomènes connexes. — **Raman (C.-V.) et Datta (G.-L.)** [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 826-840]. — Lorsqu'on regarde un point lumineux éloigné, par réflexion sur un miroir plan argenté par derrière, et que la face antérieure du verre est couverte d'une infinité de fines particules (gouttelettes d'eau constituant la buée, par exemple), on observe autour de l'image du point lumineux une série d'anneaux de diffraction, appelés d'ordinaire anneaux de Quételet. Le phénomène avait été étudié par Stokes, notamment, mais celui-ci n'avait pu en faire la description que pour des valeurs assez petites de l'angle d'incidence. Les auteurs ont pu pousser l'observation jusqu'à des angles d'incidence de 90°, par l'emploi de minces lames d'air (comprises entre deux lames de verre plan-parallèles) limitées, en arrière par une couche d'argenture, en avant par une mince couche de chlorure d'ammonium déposé sur le verre par évaporation de la solution, ou de minces lames de mica obtenues par clivage, argentées sur leur face postérieure et recouvertes en avant de chlorure d'ammonium par évaporation de la solution. Voici les résultats obtenus :

1° La configuration des anneaux dépend de l'indice de la substance formant la lame. Si cet indice est égal à l'unité, la largeur des anneaux diminue de façon continue de l'incidence normale à l'incidence rasante. Si l'indice est supérieur à l'unité, les anneaux se contractent d'abord, leur largeur passe par un minimum, puis augmente à nouveau.

2° On a pu observer de nouveaux systèmes d'anneaux résultant des interférences de rayons ayant traversé deux fois la lame, avec d'autres l'ayant traversée quatre ou six fois, par suite des réflexions multiples.

3° Avec le mica, on obtient des effets curieux, qui s'expliquent par la double réfraction de ce milieu cristallisé : les anneaux vus en lumière blanche présentent des dislocations suivant des arcs de courbe correspondant à un minimum de visibilité.

4° Les auteurs proposent une nouvelle théorie qui rend compte de ces diverses particularités. — L. Brüninghaus.

Sur la diffraction de la lumière par des cylindres et des sphères immergés dans un milieu d'indice de réfraction très voisin. — **Sethi (N. K.)** [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 669-677]. — Lorsqu'on agite ensemble de la glycérine et de l'essence de térébenthine en quantités égales, on observe que, outre le phénomène de Christiansen manifesté par le mélange, les gouttes individuelles qui le consti-

tuent donnent lieu à des effets d'interférence et de diffraction, et à la température ordinaire leurs contours paraissent diversement colorés ; une source de lumière observée à travers une goutte de glycérine en suspension dans l'essence de térébenthine paraît entourée d'un certain nombre d'anneaux colorés.

Ce phénomène est analogue à celui obtenu en plongeant une tige de verre cylindrique dans un mélange de sulfure de carbone et de benzène, dont l'indice soit légèrement supérieur à celui du verre. Avec des sphères de verre, ces franges deviennent circulaires. Le phénomène sous ces aspects divers, est dû à l'interférence des rayons totalement réfléchis par la surface convexe du cylindre ou de la sphère avec les rayons deux fois réfractés. Le calcul basé sur cette manière de voir conduit à une description du phénomène entièrement d'accord avec les faits observés.

A haute température, lorsque l'indice de réfraction de la glycérine est devenu supérieur à celui de l'essence de térébenthine, le mélange de ces deux liquides présente une apparence brillante particulière, due probablement à la formation de caustiques semblables à l'arc-en-ciel correspondant à de très petits angles. En raison de la petite différence des indices de réfraction, les caustiques des différents ordres se produisent en succession assez rapide pour pouvoir interférer les unes avec les autres. Dans le cas d'un cylindre de verre plongé dans un liquide d'indice légèrement inférieur, on obtient une série de franges qui diffèrent de façon marquée de celles considérées dans le cas précédent. Le phénomène n'a pu être étudié complètement, faute d'une tige optiquement cylindrique. — L. Brüninghaus.

Visibilité à l'œil nu de particules ultramicroscopiques. — **Traube (J.) et Klein (P.)** [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 171-173]. — A 30 cm³ d'une solution de nitrate de plomb 1 : 30 000 normale, on ajoute deux gouttes d'une solution de carbonate de sodium 0,5 normale, et on agite. On éclaire par le faisceau lumineux provenant d'une petite lampe à arc, et on observe latéralement avec une loupe : après 40 ou 60 secondes, on voit une quantité de petites particules animées de mouvements violents et irréguliers, donnant l'impression d'un essaim de mouches. Une minute après, le phénomène est devenu assez lumineux pour qu'on puisse le voir à l'œil nu à 5 mètres de distance. Des phénomènes analogues ont pù être observés avec d'autres solutions.

D'après l'auteur, ce phénomène est lié au mouvement brownien de rotation des particules cristallines en suspension, et à la variation de l'intensité lumineuse diffractée par une particule en forme d'aiguille suivant son orientation par rapport à la direction de la lumière incidente et à la direction d'observation.

G. Bruhat.

Sur la détermination optique des dimensions des particules d'Ehrenhaft. — **Norst (E.)** [*Sitz. Ber. Akad. Wiss Wien, Abt IIa*, **129** (1920), 673-682]. — Pour la mesure du quantum élémentaire d'électricité, Ehrenhaft s'est servi de particules ultramicroscopiques. La mesure directe des dimensions de ces particules étant naturellement impossible, il a cherché à la remplacer par des méthodes indirectes. L'emploi de la formule de Stokes-Cunningham et de celle d'Einstein sur le mouvement brownien ne conduisent pas à des résultats concordants. Ehrenhaft et Laski ont alors eu recours à l'examen de la lumière diffusée par la particule ultramicroscopique et, en s'appuyant sur une théorie due à Mie, ont cru pouvoir attribuer à cette particule des dimensions en accord avec la formule de Stokes. Cette méthode est longue et délicate ; elle fait intervenir les propriétés physiologiques de

l'œil difficiles à traduire en nombre. L'auteur conclut, après examen des diverses hypothèses utilisées, qu'il est impossible de considérer les résultats ainsi obtenus comme démonstratifs. — L. de Broglie.

Diffusion et dispersion de la lumière. — **Doi** (U.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 829-833]. — Nouvelle démonstration simplifiée de la formule de diffusion de la lumière de lord Rayleigh. — L. de Broglie.

La couleur de la mer. — **Raman** (C.-V.) [*Nat.*, **108** (1921), 367]. — On admet communément que le bleu de la mer n'est dû qu'à un effet de réflexion de la lumière bleue du ciel. L'auteur montre qu'en arrêtant la lumière réfléchie au moyen d'un nicol convenablement orienté, la coloration bleue subsiste. La couleur dépend du reste de l'azimuth d'observation. La couleur ne saurait donc être attribuée non plus à un effet d'absorption. Il s'agirait plutôt d'un phénomène de diffraction de la lumière solaire par les molécules de l'eau. — L. Brüninghaus.

La diffraction moléculaire de la lumière dans les liquides et les solides. — **Raman** (C.-V.) [*Nat.*, **108** (1921), 402-403]. — Comme l'a indiqué lord Rayleigh, a base de sa théorie du bleu du ciel, c'est-à-dire le fait que chaque molécule diffuse la lumière comme si elle était seule, n'est vraie pour les gaz qu'en raison de la liberté de mouvement des molécules sous cet état de la matière. Pour expliquer la couleur bleue de la mer et des eaux profondes, l'auteur fait cependant appel à la diffusion moléculaire. Le pouvoir diffusif des liquides peut se calculer en appliquant la théorie des fluctuations locales de densité provenant des mouvements moléculaires, théorie due à Einstein et à Smoluchowski et utilisée par ce dernier pour élucider les phénomènes apparaissant au voisinage de l'état critique. La formule générale relative au pouvoir diffusif d'un fluide est la suivante :

$$\text{Pouvoir diffusif} = \frac{\pi^2}{18}\frac{RT\beta}{N\lambda^4}(\mu^2-1)^2(\mu^2+2)^2,$$

où β est la compressibilité de la substance ; μ, son indice de réfraction.

Le pouvoir diffusif de l'eau, obtenu en appliquant cette formule, est égal à 160 fois celui de l'air. Non seulement ce résultat s'accorde avec les faits, mais encore l'auteur trouve pour le coefficient d'extinction de la lumière, par diffusion, la valeur

$$\frac{8\pi^3}{27}\frac{RT\beta}{N\lambda^4}(\mu^2-1)^2(\mu^2+2)^2$$

qui représente exactement la transparence observée de l'eau pure dans la région du spectre où il n'y a pas d'absorption sélective.

Une application de la même idée de fluctuations locales de la densité optique, et de la théorie de Debye des mouvements thermiques dans les solides doit permettre d'obtenir le pouvoir diffusif des cristaux transparents pour la lumière ordinaire. [Cf. L. Brillouin, *Ann. de Phys.*, (1922), 87]. — L. Brüninghaus.

Diffraction de la lumière dans l'eau et couleur de la mer. — **Raman** (C.-V.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 64-80]. — Il a été bien établi par les travaux de Cabannes et de Lord Rayleigh que la couleur bleue du ciel est due à la diffraction de la lumière par les molécules de gaz. La couleur bleue de la mer était attribuée à la réflexion de la lumière bleue du ciel ou à l'absorption par l'eau de la lumière renvoyée par des particules solides en suspension dans l'eau. Il est démontré que la coloration est au contraire due à la diffraction moléculaire de la lumière. On peut la calculer par la théorie des fluctuations ; on la trouve 160 fois plus

intense que la coloration due à la diffraction par l'air. La perte de la lumière diffractée produit une sorte d'absorption caractérisée par la proportionalité à λ^{-4}. Elle rend la couleur bleue de la mer plus pure que celle du ciel.

En regardant la mer avec un nicol dans une direction convenable, on éteint la lumière réfléchie et on obtient un bleu plus pur. On observe aussi des phénomènes curieux, notamment une amélioration de la visibilité de l'horizon. — R. FORTRAT.

Phénomènes d'opalescence dans les mélanges de liquides. — Raman (C.-V.) [*Nat.*, **110** (1922), 77]. — Il est bien connu que les mélanges de liquides qui, comme le phénol et l'eau, se dissolvent en toutes proportions l'un dans l'autre au-dessus d'une certaine température critique, manifestent une forte et caractéristique opalescence si l'on abaisse leur température jusqu'à un point légèrement supérieur à celui auquel les composants se séparent. Une théorie quantitative du phénomène a été émise par Einstein, sur la base d'un raisonnement thermodynamique prenant en considération les fluctuations locales de concentration du mélange, et en évaluant la diffusion de la lumière produite par les fluctuations résultantes de l'indice de réfraction. L'auteur de la présente note remarque qu'il y a lieu de tenir compte d'autres phénomènes encore : la fluctuation de densité de l'un ou l'autre composant pris séparément, et la diffusion de lumière due à l'anisotropie et à l'orientation arbitraire des molécules des composants. Il en résulte quelques modifications aux prévisions de la théorie d'Einstein. Lorsqu'on s'écarte de la température de séparation en deux phases, soit par excès, soit par défaut, les derniers effets cités l'emportent de beaucoup sur l'effet d'Einstein. En outre, on doit observer un accroissement dans la proportion de lumière non polarisée contenue dans le faisceau diffusé latéralement par le liquide, lorsqu'on s'écarte de la température critique. Ces prévisions ont bien été vérifiées expérimentalement.

L. BRÜNINGHAUS.

Polarisation de la lumière diffusée sous la surface de la mer. — Brooks (E.-E.) [*Nat.*, **110** (1922), 114]. — L'observation a été faite dans l'eau de la mer, à une profondeur de 30 pieds, dans une eau très claire, le ciel étant nuageux ; la lumière arrivant à la mer ne présentait pas trace de polarisation. La lumière diffusée vers le fond était tout à fait fortement polarisée, l'eau se comportant comme un milieu trouble observé à angle droit du faisceau incident ; le plan de polarisation était perpendiculaire à la surface.

La plus grande intensité se trouvait dans la direction horizontale ; elle diminuait rapidement à mesure qu'augmentait l'angle fait par la direction considérée avec l'horizon ; elle s'annulait complètement bien avant que la direction devienne presque verticale. La direction de la polarisation était certainement très voisine de la direction horizontale.

En regardant verticalement vers le haut, on observait au zénith l'existence d'une aire lumineuse circulaire, diminuant rapidement d'intensité, sans ligne de démarcation nette, en s'écartant du zénith. — L. BRÜNINGHAUS.

L'ælotropie moléculaire dans les liquides. — Raman (C.-V.) [*Nat.*, **110** (1922), **11**]. — Lorsqu'on examine l'état de polarisation de la lumière diffusée moléculairement par les liquides, on constate qu'une forte proportion de cette lumière n'est pas polarisée, le rapport entre la portion non polarisée et la portion polarisée étant plusieurs fois plus grand pour les liquides que pour leurs vapeurs. L'auteur donne du phénomène plusieurs explications, les causes invoquées pouvant du reste se superposer. Il indique en particulier que la diffusion peut se rattacher à deux mécanismes distincts : les fluctuations de densité et la diffusion

réellement moléculaire. Le deuxième phénomène donnerait lieu à de la lumière non polarisée, et son importance l'emporte évidemment lorsqu'on passe de l'état de vapeur à l'état liquide. Cette manière de voir concorde approximativement avec l'expérience. — L. Brüninghaus.

La relation entre l'absorption et la diffusion de la lumière par les liquides. — Martin (W.-H.) [*Journ. Phys. Chem.*, 26 (1922), 471-476]. — 1° Entre les radiations de longueurs d'onde 2 000 et 5 000 Å l'eau est extrêmement transparente. Ewan, Aschkinass, Kreusler ont pu cependant mesurer dans cet intervalle des coefficients d'absorption. Martin montre que ces auteurs ont donné des nombres trop grands ; ils n'étaient pas arrivés à opérer sur de l'eau rigoureusement pure, et c'est tout à fait par hasard que Fowle, en appliquant à ces résultats la formule de Lord Rayleigh (d'ailleurs valable uniquement dans le cas des gaz),

$$k = \frac{32\pi^3 (\mu - 1)^2}{3 N \lambda^4},$$

retrouva pour N une valeur voisine de $6 . 10^{23}$.

2° Martin a mesuré avec plus de soin les coefficients d'absorption de l'eau et de la benzine. Les résultats de ses mesures sont contenus dans le tableau suivant :

λ (Å)	k (eau)	k (benzène)
4 358	0,000 12	0,000 56
5 461	34	24
5 780	64	45

3° Cette absorption est due en partie — *mais en partie seulement* — à la diffusion de la lumière. Soit R le rapport entre l'intensité lumineuse diffusée latéralement par 1 cm³ et l'éclairement que produit le faisceau primaire. Le principe de la conservation de l'énergie donne, entre R et le coefficient d'absorption k_0 résultant de la diffusion,

$$k_0 = \frac{16\pi}{3} R.$$

R a été précédemment mesuré par Martin ; on connaît donc k_0.

λ (Å)	k_0 (eau)	k_0 (benzène)
4 358	0,000 030	0,000 44
5 461	012	18
5 780	096	14

k_0 est nettement inférieur à k. Il y a donc, même loin des bandes d'absorption, absorption vraie avec échauffement du liquide. — J. Cabannes.

La diffusion de la lumière par les liquides privés de poussières. — **Martin** (W.-H.) [*Journ. Phys. Chem.*, 24 (1920), 478-492]. — **Martin** (W.-H.) et **Lehrman** (S.) [*Journ. Phys. Chem.*, 26 (1922), 75-88]. — Dans cet important travail expérimental les auteurs ont montré pour la première fois qu'il n'existe pas de liquide optiquement vide ; tous diffusent de la lumière et la diffusion croît avec la fréquence de la radiation lumineuse. Quel que soit le procédé de purification (distillation dans le vide sans ébullition ; entraînement des particules ultramicroscopiques par un précipité gélatineux d'hydrates d'alumine de cadmium et de zinc ; cataphorèse) l'intensité et l'état de polarisation de la lumière diffusée latéralement restent les mêmes.

Dix-neuf liquides (purs ou mélangés entre eux) ont été étudiés avec grand soin. Le tableau suivant donne quelques-uns des résultats obtenus. On y représente par i l'intensité relative à la vibration diffusée qui est parallèle au faisceau primaire, et par I l'intensité de la vibration diffusée perpendiculaire au faisceau primaire.

	$I + i$	$\frac{100\,i}{I}$
Benzène	1,00	48,4
Toluène	1,14	49,0
Xylène	1,26	52,5
—	—	—
Chloronaphtalène α	4,72	78,0
—	—	—
Sulfure de carbone	4,55	71,0
Chloroforme	1,46	53 9
—	—	—
Alcool méthylique	0,191	7,1
— éthylique	0,200	7,8
Ether	0,335	10,0
Hexane normal	0,40	10,0
Cyclohexane	0,31	8,0
—	—	—
Eau	0,068	6,7

Il résulte de l'ensemble des mesures :

1° Que plus les liquides diffusent de lumière, moins la polarisation est complète ;

2° Que la lumière diffusée par les liquides est beaucoup moins polarisée que celle que diffusent les vapeurs.

		ÉTHER	BENZÈNE	SULFURE DE CARBONE
$\frac{100\,i}{I}$	Liquide	10	54	71
	Vapeur	1,7	6,0	12,0

Je crois qu'il faut attribuer ce fait à l'action du champ moléculaire produit par la polarisation des molécules. Ce champ est négligeable dans le cas des vapeurs ; il faut en tenir compte au contraire dans le cas des liquides, et, par suite de la répartition irrégulière des molécules, ce champ n'est pas parallèle au champ excitateur : il a à chaque instant, en un point donné, une composante parallèle au faisceau incident, ce qui entraîne, dans la lumière diffusée, une vibration i parallèle au faisceau incident, alors même que les molécules seraient isotropes.

A un autre point de vue, on peut remarquer, en lisant les mémoires de Martin et Lehrman, que les liquides qui diffusent le plus de lumière sont ceux qui possèdent une grande biréfringence électrique ou magnétique.

Dans les mélanges l'intensité diffusée est toujours supérieure à celle qu'on calculerait en additionnant les propriétés de deux composants.

Enfin les auteurs ont mesuré en valeur absolue l'intensité diffusée latéralement par 1 cm³, ou plutôt le rapport entre cette intensité et l'éclairement (E) produit par le faisceau primaire. Ils trouvent, pour l'éther,

$$\frac{I+i}{E} = 9{,}2 \times 10^{-6} \qquad (\lambda = 4\,358\,\text{Å})$$

Partant ensuite de la valeur que j'ai donnée pour l'argon en 1920,

$$\frac{I}{E} = 1{,}34 \times 10^{-8},$$

et admettant que la formule de Lord Rayleigh s'applique aux molécules sphériques des gaz, on obtient pour la vapeur d'éther

$$\frac{I}{E} = 9{,}27 \times 10^{-8}.$$

Martin et Lehrman en concluent qu'une même masse d'éther diffuse à l'état liquide dix fois moins de lumière qu'à l'état gazeux. Il en est de même pour l'eau. Les mesures faites par Ewan et Aschkinass sur la transparence de l'eau pure entre les bandes d'absorption sélective ne s'accordent pas avec ce résultat et sont à reprendre. Le benzène et ses homologues diffusent à l'état liquide cinq fois moins de lumière qu'une même masse de vapeur. — J. Cabannes.

La diffusion de la lumière : au sujet du mémoire de Wolski sur les liquides optiquement vides. — Kenrick (F.-B.) [*Journ. Phys. Chem.*, 26 (1922), 72-74]. — Wolski a publié en 1920 [*Kolloïdchemische Beihefte*, 13, 137] un procédé de purification des liquides par filtration sur collodion. Il affirme qu'on obtient ainsi des liquides optiquement vides. Kenrick, professeur à l'université de Toronto, sous la direction de qui ont travaillé Martin et Lehrman, fait remarquer qu'il n'existe pas de liquides optiquement vides, et ajoute qu'il serait intéressant de comparer le procédé de Wolski à ceux qu'il utilise dans son laboratoire, comme, par exemple, la distillation sous pression réduite sans ébullition. On pourrait purifier avec le filtre de Wolski des solutions de substances non volatiles.

Kenrick a évalué à l'ultramicroscope le nombre de particules contenues dans 1 cm³ d'eau distillée, et il a mesuré simultanément l'intensité lumineuse diffusée latéralement. En représentant par 1 l'intensité lumineuse diffusée par le benzène, on a pour l'eau

	Intensité diffusée	Nombre de particules par cm³
Après une 1re distillation	0,7	2×10^4
Après une 2e distillation	0,12	1×10^3
.....		
Après huit distillations	0,07	0

L'eau pure diffuse donc de la lumière, et le nombre obtenu 0,07 est voisin de celui que donnent de leur côté Martin et Lehrman (0,068). — J. Cabannes.

Mémoire sur l'optique des très petites particules, et plus particulièrement sur les dernières recherches expérimentales. — Schirmann (M.-A.) [*Jahrb. d. Radioakt.*, **18** (1921), 22-78]. — L'optique des petites particules présente de grosses difficultés au point de vue expérimental ; les travaux de laboratoire se sont succédés sans idée directrice, guidés seulement par les progrès de la technique. Il convenait de les grouper, de les résumer, et surtout de les rapprocher de l'œuvre théorique de feu Lord Rayleigh, de J.-J. Thomson, de Maxwell-Garnett, de Mie, etc... Aussi le travail de Mlle Schirmann, précédé d'un index bibliographique assez complet, peut-il rendre de réels services à tous ceux qu'intéresse l'optique des petites particules.

Les phénomènes découverts expérimentalement sont si nombreux et si divers que la théorie n'a pas donné de tous une explication certaine. L'étude des particules isotropes qui constituent un milieu trouble donne bien les deux constantes optiques du milieu (indices de réfraction et d'absorption) ; lorsque les particules, sans être isotropes, ont un axe de révolution, on peut prévoir quantitativement, en général, la couleur, l'intensité, la polarisation et le pléochroïsme du rayonnement latéral ; l'absorption et la couleur du faisceau direct. Mais il reste une série de phénomènes inexpliqués : colorations inattendues, dépolarisations, polarisation anormale, pléochroïsme négatif de la lumière diffusée, etc...

Autrefois les expériences portaient uniquement sur les milieux troubles et donnaient l'effet moyen dû à un nombre immense de particules. On sait étudier aujourd'hui chaque particule prise isolément, ce qui permettra un rapprochement plus intime de l'expérience avec la théorie.

L'auteur partage les recherches de laboratoires en cinq groupes :

1° Couleur et intensité du rayonnement latéral ;

2° Polarisation du rayonnement latéral ;

3° Dispersion de polarisation et pléochroïsme par des particules sphériques et non sphériques ;

4° Absorption et couleur, double réfraction et pléochroïsme du faisceau transmis ;

5° Effets électro et magnéto-optiques des milieux troubles.

L'auteur conclut en insistant sur l'importance de l'optique des très petites particules dans les branches les plus diverses de la science : atomistique, optique de l'atmosphère, optique des minéraux, chimie des colloïdes, photographie, biologie, etc... — J. Cabannes.

L'état de polarisation de la lumière diffractée sous de grands angles par le bord d'écrans de diverses substances. — Huehne (J.-M.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 379-380]. — La lumière diffractée suivant des angles considérables (5 à 25° et plus à l'intérieur de l'ombre géométrique) présente différents états et degrés de polarisation, selon : *a*) l'angle de diffraction ; *b*) la finesse de l'arête ; *c*) sa sub-

stance. Pour éviter l'influence de finesses variables (qui affectent principalement la quantité de lumière diffractée, les autres conditions restant invariables), on a employé des lames minces, d'épaisseur uniforme (0,15 mm) et dont les bords étaient soigneusement arrondis.

La lumière d'une partie du spectre d'un arc au charbon était polarisée à 45° et concentrée sur l'arête diffractante, qui était montée de façon à coïncider avec l'axe d'un spectroscope. La lumière diffractée était examinée au moyen d'un microscope à long foyer monté à la place de la lunette, et mis au point sur l'arête diffractante. Le microscope était muni d'un nicol analyseur et d'une lame quart d'onde.

Les arêtes de substances diélectriques produisent une rotation du plan de polarisation de 0° à 10° pour des angles de diffraction allant de 0° à 25° à l'intérieur de l'ombre géométrique ; le vecteur électrique perpendiculaire à l'arête étant le plus intense. Les arêtes métalliques produisent une polarisation elliptique très marquée, qui les distingue à ce point de vue des arêtes diélectriques. Ce qui montre que, dans ce cas, le vecteur parallèle à l'arête, outre qu'il est plus fortement absorbé, est retardé en phase, par rapport au vecteur perpendiculaire à l'arête. Ce retard de phase varie avec les différents métaux et croît avec l'angle de diffraction. Le nickel, l'aluminium et le fer manifestent, parmi les métaux étudiés, l'effet le plus marqué. Pour le nickel, et sous un angle de diffraction de 25°, le retard de phase atteint 90°. — L. Brüninghaus.

Formules de dispersion et polarisation de la lumière diffusée ; application à l'hydrogène. — Havelock (T.-H.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 154-164]. — L'objet de cette note est de relier la polarisation de la lumière diffusée par un milieu homogène avec les constantes de la dispersion de ce milieu. Mettons l'indice du milieu sous la forme

$$n^2 - 1 = c\left[\frac{1}{p_1^2 - p} + \frac{1}{p_2^2 - p^2} + \frac{1}{p_3^2 - p^2}\right] \qquad (1)$$

p étant la pulsation d'une onde incidente, la relation entre la polarisation $\vec{P}$ et le champ électrique $\vec{E}$ étant de la forme

$$\frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} + p_1^2 \vec{P} = k\vec{F}.$$

Rayleigh a calculé le rapport entre les intensités des deux composantes polarisées de la lumière diffusée, dans le cas de molécules anisotropes. Par exemple si la lumière initiale n'est pas polarisée, le rapport H des intensités est pour une molécule à axe de symétrie :

$$H = \frac{6\,(n_1^2 - n_2^2)^2}{45\,(n^2 - 1)^2 + 7\,(n_1^2 - n_2^2)^2}$$

En posant

$$n_i^2 - 1 = \frac{c}{p_i^2 - p^2}.$$

Or, si on calcule les valeurs de n_i à partir des formules de dispersion généralement proposées, on trouve que ces formules ne donnent ni la dispersion réelle dans l'extrême ultra-violet ni les valeurs expérimentales du rapport H.

Au contraire, si l'on essaie des formules de dispersion de la forme (1), par exemple

$$n^2 - 1 = 1,2429583 \times 10^{-4}\left[\frac{1}{2,088392 - 10^{-10}\lambda^{-2}} + \frac{2}{1,169513 - 10^{-10}\lambda^{-2}}\right]$$

on obtient un accord satisfaisant dans les deux cas.

L'extension de ces résultats à d'autres gaz et d'autres milieux se poursuivra.

A. Foch.

Relation entre le degré de polarisation et l'intensité de la lumière diffusée par les molécules anisotropes. Nouvelles déterminations de la constante d'Avogrado. — Cabannes (J.) [*Journ. de Phys.*, **1** (1920), 129-142].

Considérations théoriques sur la diffusion de la lumière par les liquides; polarisation de la lumière diffusée latéralement. — Cabannes (J.) [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 429-443].

Asymétrie des molécules des gaz. Détermination de la forme des molécules. — Gans (R.) [*Ann. der Phys.*, **65** (1921), 97-123]. — Ce travail comprend une partie expérimentale qui confirme des résultats déjà connus et une intéressante étude théorique.

I. *Partie expérimentale.* — L'auteur étudie la diffusion de la lumière par les gaz et détermine en particulier le degré de polarisation du faisceau diffusé latéralement. Le montage et les méthodes de mesure diffèrent peu de ceux qu'avaient réalisés avant lui Cabannes et Lord Rayleigh. Le récipient construit par Gans a l'avantage de permettre l'étude des gaz comprimés (de 1 à 3 atmosphères). Le gaz reçoit un faisceau parallèle de lumière solaire filtré par une cuve d'eau. La complexité de ce rayonnement ne gêne pas, si toutefois le degré de polarisation est indépendant de la longueur d'onde (gaz transparent). L'auteur a obtenu les résultats suivants :

a) Le degré de polarisation ne varie pas lorsque la pression passe de 1 à 3 atmosphères ; dans cet intervalle les molécules n'ont donc aucune action les unes sur les autres, et leur « forme » n'est pas altérée. Il n'en est pas toujours ainsi. Les expériences antérieures de l'auteur, sur la lumière diffusée par une solution de gomme-gutte, ainsi qu'une théorie complète, montrent que le degré de polarisation peut dépendre de la concentration.

b) Il est intéressant de comparer les valeurs obtenues par les divers auteurs pour $\frac{i}{I}$ (i = intensité relative à la vibration diffusée parallèle au faisceau primaire ; I = intensité de la vibration perpendiculaire au faisceau primaire).

	RAYLEIGH (1918)	CABANNES	RAYLEIGH (1920)	GANS
N^2O	$\frac{i}{I} = 0,14$	.....	0,154	0,12
CO^2	0,08	0,095	0,117	0,073
O^2	0,06	0,054	0,094	0,0665
N^2	0,03	0,028	0,0406	0,030
NH^3	....	.....	......	0,01

c) Gans a enfin comparé les intensités lumineuses diffusées par les différents gaz et les a trouvées proportionnelles à $\mu^2 - 1$ (μ = indice de réfraction dans les conditions normales). La précision insuffisante des mesures ne lui a pas montré que cette loi n'est qu'approximative.

II. *Partie théorique.* — L'auteur admet que chaque molécule a 3 axes principaux $O\xi$, $O\eta$, $O\zeta$. Les coefficients principaux $g_1 = \frac{p_\xi}{E_\xi}$, $g_2 = \frac{p_\eta}{E_\eta}$, $g_3 = \frac{p_\zeta}{E_\zeta}$ définissent la « forme » de la molécule ; p est le moment diélectrique de la molécule ; E, la force excitatrice. Gans envisage surtout le cas particulier d'un gaz transparent dont les molécules auraient la symétrie d'un ellipsoïde de révolution et pose dans ce cas : $g_1 = g$ $g_2 = g_3 = g'$.

On peut atteindre les coefficients g et g' par plusieurs voies bien différentes : soit en analysant la lumière diffusée à angle droit par les molécules, soit en mesurant la double réfraction électrique du gaz, soit en déterminant la rotation magnétique du plan de polarisation.

a) Dans le premier cas l'expression de $\frac{i}{I}$ en fonction de $\frac{g'}{g}$ et celle de la réfraction, $\mu^2 - 1 = 4\pi N \frac{g + 2g'}{3}$, ($N$ = nombre de molécules par unité de volume) permettent de calculer g et g'. Mais il est impossible de distinguer ces deux coefficients l'un de l'autre, c'est-à-dire de distinguer si l'ellipsoïde qui représente la molécule est allongé ou aplati. Voici pour CO^2, par exemple, les résultats du calcul de Gans.

	$\frac{i}{I}$	I. — ELLIPSOÏDE ALLONGÉ		II. — ELLIPSOÏDE APLATI		
		$g \times 10^{25}$	$g' \times 10^{25}$	$g \times 10^{25}$	$g \times 10^{25}$	$\lvert g - g' \rvert 10^{25}$
Rayleigh (1918)...	0,080	40,3	19,0	12,0	33,2	21,2
Gans.............	0,073	39,58	19,40	12,66	32,86	20,2

g et g' sont évalués en unités électrostatiques, c'est-à-dire en cm^3.

b) Le phénomène de Kerr donne aussi la valeur absolue de la différence $|g - g'|$. Il faut admettre qu'il est dû à une orientation de molécules asymétriques sous l'action d'un champ électrique constant. La constante de Kerr a pour expression $B = 3{,}137 \times 10^{32} \frac{p}{p_0 (1 + \alpha t)^2} \frac{(h-h')(g-g')}{\lambda_0}$ où p et t sont la pression et la température du gaz ; p_0, la pression normale ; λ_0, la longueur d'onde dans le vide ; g et g' prennent pour valeurs limites h et h' lorsque la période de la force électrique augmente indéfiniment. Si l'indice de réfraction (pour les radiations visibles) est égal à la racine carrée de la constante diélectrique, on peut poser $h = g$, $h' = g'$, et l'on a

$$|g - g'| = 5{,}647 \times 10^{-17} \sqrt{\frac{B \lambda_0 p_0}{p}} (1 + \alpha t).$$

La mesure de B dans CO^2 (Leiser, Hansen) donne

$$|g - g'| = 21,2 \times 10^{-25}.$$

L'auteur signale en passant une erreur qui s'est glissée dans un calcul analogue de Langevin [*Radium*, 7 (1910), 249] et qui a été reproduite par différents physiciens. Il faudrait multiplier par le facteur 3 le premier terme de la formule (38) de Langevin.

c) La mesure de la rotation magnétique du plan de polarisation permet (théoriquement du moins) de distinguer les coefficients g et g' et de lever l'indétermination qui reste encore sur la forme des molécules. L'étude du mouvement des v électrons dispersifs de la molécule dans un champ magnétique uniforme conduit à la relation.

$$\Gamma = \frac{1}{g} + \frac{2}{g'} = \frac{1,145 \times 10^{16}}{\lambda_0 \sqrt{v V}}$$

V est la constante de Verdet. On peut calculer Γ, soit à l'aide de la formule précédente, soit en tirant g et g' du premier tableau reproduit dans cette analyse. Les résultats figurent dans le tableau suivant :

GAZ	$V \times 10^{19}$	v	$\Gamma \times 10^{-24}$		
			ROTATION MAGNÉTIQUE	POLARISATION DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE	
				E. allongé	E. aplati
H^2	2,258	2	3,41	3,81	3,84
O^2	2,095	4	2,50	2,10	2,26
N^2	2,299	6	1,95	1,81	1,84
CO^2	3,493	8	1,37	1,28	1,40

Les nombres des deux dernières colonnes sont trop voisins pour qu'il soit pratiquement possible de lever l'indétermination. — J. Cabannes.

Anisotropie des molécules. — Raman (C.-V.) [*Nat.*, **109** (1922), 75-76]. — La démonstration directe que les molécules des gaz n'ont pas la symétrie d'une sphère et sont anisotropes, est apportée par les expériences de Lord Rayleigh, qui a montré que la lumière diffusée par les molécules n'est pas, en général, totalement polarisée lorsqu'on l'observe dans une direction normale à celle du pinceau de lumière traversant le gaz. La méthode employée était photographique. En raison du grand intérêt du phénomène, il a paru utile à l'auteur d'essayer de l'observer directement, et de mesurer sa grandeur. La principale difficulté est, naturellement, l'extrême petitesse de la fraction non polarisée de la lumière

diffusée latéralement. L'auteur, cependant, a réussi à la vaincre. En se servant d'un éclairage puissant (lumière solaire), en s'arrangeant à obtenir un fond d'observation rigoureusement noir, en protégeant l'œil contre toute lumière parasite, on a pu observer avec l'air à la pression atmosphérique, et débarrassé de poussières, la non extinction totale par un nicol, quelle que soit son orientation. Avec CO^2, l'effet est tout à fait net, et on a pu réussir à déterminer sa grandeur.

La question se pose de savoir s'il est possible d'établir le même effet par observation de la polarisation de la lumière bleue du ciel. On sait qu'il se produit un défaut marqué de la polarisation de la lumière du ciel à 90° du soleil, mais ce défaut est dû surtout à des poussières, à des particules d'eau, à l'éclairement du ciel par self-illumination, et par la lumière que réfléchit la surface de la terre. Cependant, il n'est pas impossible d'éliminer ces causes perturbatrices. Le pouvoir réflecteur du sol est connu, son effet est calculable. Les poussières peuvent être pratiquement éliminées en faisant les observations un jour de grande luminosité et à une station élevée, la self-illumination du ciel étant d'ailleurs très petite dans les mêmes conditions, pour les radiations rouges extrêmes. On peut du reste calculer cet effet dans les circonstances simples précédentes.

Pour appliquer ces considérations, l'auteur a fait des observations dans la matinée du 4 décembre dernier au sommet du mont Dodabetta, dans le Nilgiris (8750 pieds au-dessus du niveau de la mer), le ciel étant alors parfaitement clair, sans cirrus, et paraissant presque complètement noir à travers un filtre rouge foncé. La plus faible composante de la polarisation avait une intensité égale à 13 p. 100 de l'intensité de la plus forte composante. L'illumination diffuse du ciel ne peut expliquer qu'en partie ce résultat, le calcul donnant pour cet effet une intensité de seulement 8 p. 100. Les 5 p. 100 résiduels doivent par suite être attribués à l'anisotropie moléculaire et cela est en accord avec les déterminations de laboratoire de Rayleigh.

Des observations sur la diffusion moléculaire de la lumière dans les *liquides* faites par l'auteur, montrent aussi une polarisation imparfaite attribuable à l'anisotropie. Des expériences analogues sur la diffusion atomique de la lumière dans les cristaux sont en cours, de même qu'un essai pour contrôler l'existence d'un effet prévu par la théorie de J.-J. Thomson : l'influence sur les phénomènes de la fréquence de la radiation diffusée. — L. Brüninghaus.

Appareils pour les mesures du brillant et du noircissement des papiers photographiques. — **Kieser (K.)** [*Phot. Korr.*, **57** (1920), 287-289] (1). — Description de l'appareil dont le principe, indiqué antérieurement par l'auteur [*Phot. Korr.*, **56** (1919), 273-277], consiste en l'emploi du photomètre à polarisation de Martens pour l'observation de la lumière réfléchie par la surface étudiée.

G. Hache.

Mesure, en lumière polarisée, du lustre du papier et des surfaces similaires. — **Ingersoll (L.-R.)** [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, **16** (1921), 152-158]. — La lecture des ouvrages imprimés sur papier plus ou moins glacé cause souvent une certaine fatigue de l'œil. On s'efforce de produire des papiers qui, tout en étant modérément glacés, permettent d'obtenir de belles impressions.

Il convient donc de définir l'état de la surface du papier ; l'étude du sujet a montré que l'emploi de la lumière polarisée permettait d'arriver au résultat désiré.

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), **1** (1921).

La lumière peut être réfléchie spéculairement ou diffusée. Dans le premier cas, les angles d'incidence et de réflexion sont égaux ; dans le second, cette égalité n'est pas satisfaite.

Les surfaces analogues à celle du papier présentent une combinaison des deux types de réflexion. La partie de la lumière incidente qui est réfléchie spéculairement est presque complètement polarisée ; l'autre ne l'est pas. Le procédé de mesure qui se déduit de ces faits est le suivant :

Un échantillon du papier à examiner est placé horizontalement à la partie inférieure d'une boîte fermée. La lumière émanée d'une lampe passe à travers une ouverture circulaire et tombe sur le papier de façon que l'axe du faisceau incident fasse avec la verticale un angle de 57° environ. Dans la direction symétrique, le faisceau réfléchi ou diffusé traverse successivement une fente réglable, un prisme à double image de Wollaston, une lentille simple, un prisme de nicol et arrive enfin à l'œil. On voit deux images dans la fente ; leurs éclats sont égalisés par rotation du Nicol ; l'angle de rotation, lu sur un cercle divisé, caractérise le papier employé.

On trouve que pour le papier buvard la rotation est de 20° et que pour un papier très glacé elle atteint 50°. Un papier caractérisé par une rotation de 30° convient très bien pour obtenir une belle impression sans entraîner une gêne notable pour l'œil du lecteur.

L'instrument est déjà employé par un certain nombre de fabricants de papier qui sont satisfaits de la rapidité, de la précision et de la rapidité des mesures.

A. Benoit.

Emploi de la lumière polarisée pour l'examen des tableaux anciens. — **Lambert (P.)** [*C.R.*, **172** (1921), 1476]. Pour mieux étudier les détails de l'image diffusée par les couleurs, il faut éliminer autant que possible la lumière réfléchie par la surface. On peut obtenir en ce sens une amélioration très notable en éclairant le tableau avec de la lumière polarisée et en observant à travers un nicol orienté pour éteindre la lumière réfléchie (qui reste polarisée).

J. Villey.

Méthodes pour augmenter la visibilité. — **Lowndes (A.-G.) et Wilson-Barker (D.)** [*Nat.*, **108** (1921), 337]. — Voir Raman [*Nat.*, **108** (1921), 20 oct.]. — Ces méthodes reposent sur l'emploi de la lumière polarisée. On fixe sur des lunettes deux lames de tourmaline taillées parallèlement à l'axe, en forme de demi-lentilles, quand on regarde une surface liquide violemment éclairée, la lumière réfléchie par l'eau est totalement éliminée. En utilisant comme filtre une lame de tourmaline pour un appareil photographique, on élimine la réflexion, en particulier celle provenant d'objets très brillants. Les photomicrographies, placées entre les deux lames de verre, s'observent aussi commodément,

M. Wilson-Barker écrit qu'il a publié, il y a plusieurs années, le procédé suggéré par le Prof. Raman. — Ed. Salles.

Une extension de la théorie du compensateur de Babinet. — **Reeser (C.-A.) et Sissingh (R.)** [*Proc. Amst.*, **24** (1921), 102-107]. — Le compensateur de Babinet peut servir à l'analyse de la lumière elliptique, à condition que les sections principales des deux coins soient normales. Il faut de plus que ces sections aient une position déterminée : par exemple pour l'étude de la lumière réfléchie, il faut que l'une de ces sections principales coïncide avec le plan d'incidence de la lumière sur le miroir.

Le réglage peut se faire à l'aide de la raie sombre du champ de polarisation des nicols [Lippich, *Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien*, **85** (1882) et **91** (1885) ; Sissingh, *Arch. Neerl.*, **20** (1886)]. — Des phénomènes nouvellement observés peuvent faciliter le réglage.

On dispose à la suite l'un de l'autre: un collimateur avec sa fente, un polariseur visant les lames du compensateur de Babinet, un analyseur et une lunette visant à l'infini. On éclaire la fente en projetant sur elle un spectre pur étalé perpendiculairement à elle. Pour une position donnée de l'analyseur et du coin, il existe deux positions du polariseur pour lesquelles on voit dans l'image de la fente des franges noires. La section principale du coin est le plan bissecteur du dièdre formé par les deux positions de la section principale du polariseur.

Si l'analyseur a sa section principale perpendiculaire à celle du coin, on voit la raie noire dans le champ des nicols et les deux systèmes de franges noires sont aperçus simultanément des deux côtés de cette raie par laquelle ils se raccordent.

On observe quelque chose d'analogue avec les deux coins assemblés en compensateur de Babinet. Mais pour une position donnée de l'analyseur, les franges n'apparaissent que pour une position du polariseur. Celle-ci est déterminée d'autant plus exactement que les coins du compensateur ont leur sections principales plus normale l'une à l'autre; d'où une méthode de réglage. — R. Fortrat.

Etude optique de couches superficielles sur le mercure et perfectionnement de la méthode d'observation avec le compensateur de Babinet. — Reeser (C.-A.) et Sissingh (R.) [*Proc. Amst.*, **24** (1921), 108-114]. — Emploi de l'appareil de Haak [*Proc. Amst.*, **21** (1918), 678] perfectionné. On arrive à apprécier des différences de phase de $0,0006 \times 2\pi$ et à déterminer l'azimuth de restitution à 9' près.

On a observé des couches d'air, de fumée et d'huile dont les épaisseurs ont été trouvées égales à 1,6 $\mu\mu$, à 2,05 $\mu\mu$ et à 1,07 $\mu\mu$.

La valeur élevée de l'indice de réfraction indique une grande densité.

R. Fortrat.

Dispersion rotatoire optique. — Lowry (T.-M.) et Austin (P.-C.) [*Nat.*, **109** (1922), 447-450]. — Cet article est un exposé historique du développement de la théorie de la dispersion rotatoire optique. Après un certain nombre de tâtonnements, on est parvenu à la loi.

$$\alpha = \frac{k}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

où k est une constante de rotation et λ_0 une constante de dispersion.

On peut, à ce point de vue, classer les composés optiquement actifs en deux catégories, ceux qui présentent une dispersion rotatoire simple, c'est-à-dire qui se conforment à la loi numérique précédemment écrite, et ceux qui présentent une dispersion rotatoire complexe, qui se traduit par des écarts importants vis-à-vis de la même loi.

On passe ensuite à l'étude de la dispersion anormale du pouvoir rotatoire, avec maximum de celui-ci pour une certain longueur d'onde (acide tartrique). Ce phénomène paraît dû à l'existence de deux sortes de molécules de dispersions différentes. — L. Brüninghaus.

Effet Döppler sur des surfaces de discontinuité en mouvement. — Uller (K.) [*Zeits. f. Phys.*, **4** (1921), 109-117]. — L'auteur a discuté en détail, dans des publications antérieures [*Ann. der Phys.*, **56** (1918), 463 ; *Jahrb. f. Drahtl.*

Telegr., **15** (1919), 123; *Zeits. f. Phys.*, **3** (1920), 361], la théorie de la réfraction d'ondes quelconques, électromagnétiques ou élastiques ; il a retrouvé les ondes superficielles qui peuvent dans certains cas, prendre naissance au voisinage des surface de séparation. Le présent travail traite de la réfraction sur une surface séparant deux milieux en mouvement relatif. S'appuyant sur les résultat de ses études antérieures, l'auteur retrouve, sous une forme très générale, l'effet Döppler et l'aberration. — L. Brillouin.

XII. — REVUE DES LIVRES

The origin of spectra. — **Foote** (**P.-D.**) et **Mohler** (**F.-L.**) [1 vol., 23 cm × 16 cm, 250 p., Monograph Series of the Amer. Chem. Soc. ; The Chemical Catalog Company, New-York, 1922]. — Cet ouvrage donne une vue d'ensemble de l'état actuel de l'optique électronique. Ecrit dans un style clair et attrayant, il s'adresse à la fois aux spécialistes, pour lesquels il constitue un mémento précieux, et aux physiciens simplement désireux de connaître les travaux expérimentaux récents et d'apprécier la fécondité et la souplesse des théories modernes de la matière et de l'énergie. Ces théories sont d'ailleurs simplement esquissées, la plus grande place ayant été réservée à l'aspect expérimental des différents problèmes étudiés. Sans dissimuler les difficultés et même les insuccès, les auteurs se sont efforcés de relier les résultats acquis et de mettre en évidence le magnifique champ d'action qui s'offre encore à l'expérimentateur et au théoricien.

Dans les trois premiers chapitres sont reproduites les théories de Bohr et de Sommerfeld et exposées les recherches modernes relatives aux potentiels d'ionisation et de résonance.

Les cinq chapitres suivants constituent la partie la plus intéressante et la plus substantielle de l'ouvrage. Le quatrième chapitre traite des raies d'absorption des atomes et des phénomènes de résonance optique. Le cinquième, relatif aux raies d'émission, renferme l'exposé des travaux des auteurs (et de Meggers) sur l'excitation des spectres du magnésium et des métaux alcalins. Le chapitre VI résume la théorie de l'ionisation par actions successives, récemment développée par K. T. Compton. Le chapitre VII, consacré à l'étude de l'excitation thermique, dont l'intérêt est considérable en astrophysique, renferme un exposé succinct des travaux de Saha et de Russell. L'affinité électronique des atomes, l'ionisation des gaz polyatomiques et des combinaisons gazeuses, forment l'objet du chapitre suivant.

La fin de l'ouvrage est consacrée aux rayons X, à l'effet photo-électrique dans les gaz et à la détermination de la constante de Planck à partir de mesures spectroscopiques (rayons X, nombre de Rydberg, potentiels d'ionisation et de résonance). Enfin, la nouvelle théorie de la structure atomique de Bohr est résumée dans un appendice de quelques pages.

Le livre est illustré par des figures et des reproductions photographiques très soignées. Les références nombreuses et les tables numériques qu'il renferme en augmentent encore l'utilité et l'intérêt. Il faut cependant regretter que les auteurs aient systématiquement écarté du cadre de leur ouvrage l'étude des spectres de bandes et des variations des raies spectrales sous diverses influences (effets Döppler, Zeeman et Stark). — G. Déjardin.

Le Gérant : Maurice Blondin. PARIS. — SOC. G^le D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

Série VI. — Tome IV. Mars 1923 N° 3

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

V. — OPTIQUE

Radiomètres

Note sur la pression de radiation. — Ghosh (R.-N.) et **Sur** (N.-K.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 380-384]. — La formule de Larmor était établie sur l'hypothèse que la densité de l'énergie du rayonnement est proportionnelle à $1/\lambda^2$. Les auteurs établissent maintenant une formule analogue pour une distribution d'énergie en accord avec la loi de Wien. Si le réflecteur se meut vers la source avec une vitesse v, et si l'on suppose que les amplitudes ne sont pas changées par la réflexion, il en résulte, du fait du changement de longueur d'onde par la réflexion (effet Doppler), un changement de densité d'énergie par seconde égal à v fois la pression de radiation correspondante. D'où $p\lambda = 2\varepsilon\lambda . \frac{c+v}{c-v}$, et la pression totale est $\frac{2I}{c} . \frac{c+v}{c-v}$, si I est l'intensité du rayonnement total. — L. Brüninghaus.

Deux difficultés offertes par l'explication radiométrique de la photophorèse. — Ray (S.) [*Ann. der Phys.*, **66** (1921), 71-72]. — On a attribué les phénomènes de photophorèse à des effets radiométriques : les particules exposées à l'action de la lumière sont considérées comme au repos et le problème se traite comme celui de la conductibilité thermique.

Or, le diamètre de ces particules est tel que leur mouvement brownien de rotation est de 3 π par minute. D'autre part, ce diamètre est de l'ordre du libre parcours des molécules gazeuses : On ne peut donc parler d'une température définie de la particule. Alors comment supposer que le gaz en contact avec la particule peut avoir une température constante ? — A. Foch.

Corps noir

Note sur la théorie de la radiation. — Darwin (C.-G.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 461-648]. — La théorie thermodynamique du rayonnement fait usage de notions telles que celle d'intensité spécifique dont la signification est indépendante des théories admises sur la nature de la lumière. On doit pouvoir exprimer ces notions en fonction des grandeurs de la théorie électromagnétique. C'est ce qu'a fait l'auteur en se servant d'intégrales de Fourier et faisant appel à un théorème de lord Rayleigh et au théorème de Poynting. — L. de Broglie.

Contribution à la théorie de la conductibilité électrique et du rayonnement calorifique. — **Kretschmann** (**E.**) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 620-621]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands (Iéna, 12-24 septembre 1921). Le mémoire sera publié ailleurs (*Annalen der Physik*). — G. Bruhat.

La loi de rayonnement de Rayleigh et la répartition des vitesses des électrons de conductibilité. — **Kretschmann** (**E.**) [*Ann. der Phys.*, **65** (1921), 720-734]. — En se fondant sur l'expression de la conductibilité métallique donnée par Drude,

$$\varkappa = \frac{e^2 l N}{2 m v}$$

laquelle suppose que tous les électrons ont sensiblement même vitesse, Lorentz avait montré que la loi de rayonnement du corps noir était celle de Rayleigh [*Proc. Amst.*, **11** (1903), 787]. Mais la démonstration de Drude ne tient pas compte du fait signalé par Riecke [*Ann. der Phys.*, **66** (1898), 1199] que les électrons ralentis par le champ restent plus longtemps sans recevoir de choc, et par suite sont en moyenne plus nombreux que ceux accélérés par le champ. L'auteur établit :

1° L'expression générale de la conductibilité pour une loi de répartition f :

$$\varkappa = \frac{2}{3}\frac{4\pi e^2}{m}\int_0^\infty f.v.\mathrm{d}v$$

d'où se déduit par la méthode classique, en supposant les électrons doués de la même vitesse

$$\varkappa = \frac{2}{3}\frac{e^2 l N}{2 m v}$$

soit les $\frac{2}{3}$ de la valeur de Drude ;

2° L'expression du pouvoir émissif d'un électron émettant une onde électromagnétique de période $\frac{1}{\nu}$ grande par rapport au temps Λ nécessaire aux chocs ;

$$E_\nu = \frac{2 e^2 \nu^2 \mathrm{d}x}{3\pi c^2}\int_0^\infty v^4 \Lambda f \mathrm{d}v.$$

3° Le pouvoir absorbant de la couche superficielle :

$$A = \frac{4\pi}{c}\varkappa \mathrm{d}x.$$

Ecrivant que l'intensité du rayonnement noir, quotient du pouvoir émissif par le pouvoir absorbant, est donnée par la loi de Rayleigh, on obtient une équation fonctionnelle, qui donne, toutes réductions faites,

$$0 = \frac{kT}{m}\frac{\partial f}{\partial v} + fv.$$

$$f = f_0 \mathrm{e}^{\frac{-mv^2}{2kT}}.$$

La loi de répartition de Maxwell est donc la seule qui conduise à la loi de rayonnement de Rayleigh.

Le mémoire se termine par des précisions sur le sens physique des diverses hypothèses mises à la base des calculs. Ceux-ci, rigoureusement, ne valent que pour des ondes de longueur infinie (et un champ électrique infiniment faible). La loi d'Ohm et les observations de Hagen et Rubens justifient *expérimentalement* l'extension des résultats théoriques aux valeurs finies des longueurs d'onde et des champs. — A. Foch.

Nouvelle détermination de la constante de la loi du rayonnement de Stefan-Boltzmann. — Wachsmuth (R.) et Vierheller (F.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **2** (1921), 36]. — Une boule de 2 centimètres de diamètre est placée au centre d'une boule creuse de 8 centimètres de diamètre ; ces deux boules sont noircies, et l'on fait le vide dans l'appareil. La boule extérieure est maintenue à température constante, la boule intérieure est chauffée électriquement de façon à ce que sa température reste constante. On évalue par le calcul les pertes de chaleur par la suspension de cette boule et par les fils d'amenée du courant : cette correction est de 20 à 25 p. 100 de l'énergie totale. Pour des températures allant de 200 à 500°C, les séries de mesures donnent des moyennes allant de $5{,}729_5$ à $5{,}730_0 . 10^{-12}$ watt-cm^{-2} degré$^{-4}$. — G. Bruhat.

Etat actuel des constantes et vérification des lois du rayonnement thermique d'une capacité chauffée à température uniforme. — Coblentz (W.-W.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1920), 1-48]. — L'auteur décrit toutes les expériences qui ont été faites depuis une vingtaine d'années dans le but de déterminer les constantes σ, C et h des lois de Stefan et de Planck. Il les critique ainsi leurs résultats, donne les raisons qui ont guidé son choix vers les méthodes qu'il a adoptées pour ses propres expériences, et indique les voies dans lesquelles il y a encore des perfectionnements à apporter. Toute la bibliographie de la question est donnée.

Cette étude le conduit à adopter les valeurs suivantes pour les constantes des lois du rayonnement :

$A = \lambda m T = 2\,885$ micron degrés

$C = 14\,320$ micron degrés

$\sigma = 5{,}72\ 10^{-5}$ erg cm^{-2} sec^{-1} degré$^{-4}$

$h = 6{,}554\ 10^{-27}$ erg sec. H. Weiss.

Vérification de la loi du rayonnement de Planck. — Rubens (H.) et Michel (G.) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 569-577]. — Les vérifications anciennes de la loi du rayonnement ne permettaient pas d'affirmer l'exactitude de l'équation de Planck, et Nernst avait cru pouvoir dire qu'une équation légèrement modifiée représentait mieux les faits expérimentaux. De nouvelles expériences ont été instituées pour comparer la formule de Planck avec celle de Nernst. Des courbes isochromes ont été construites pour différentes longueurs d'onde entre 4 μ et 52 μ, les températures variant de 16 à 1500° centigrades. Le mémoire contient de nombreux détails sur l'appareillage et les « corps noirs » employés, sur la mesure des températures et les corrections effectuées. Les résultats, contenus dans de grands tableaux numériques, peuvent se résumer ainsi : la formule de Planck se vérifie à moins de 1 p. 100 près tandis que celle de Nernst conduit à des écarts beaucoup plus importants et systématiques. Dans le domaine des longues ondes (22 μ et 51 μ) la loi de

Rayleigh-Jeans se vérifie très bien et peut servir de contrôle à l'exactitude de l'échelle de température utilisée.

En résumé, la loi de Planck représente bien les faits et il n'y a pas lieu de la modifier : telle est la conclusion de cet important travail. — L. DE BROGLIE.

Equilibre de rayonnement dans un solide opaque uniformément chauffé et hypothèse de Duane sur son origine. — Worthing (**A.-G.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 383-384]. — L'identité de distribution spectrale entre le *rayonnement naturel* des sources rayonnantes ultimes d'un corps solide opaque uniformément chauffé et le *rayonnement d'équilibre* à leur voisinage immédiat dépend des constantes optiques du solide. La condition pour qu'il y ait identité entre les deux distributions est la constance du rapport $\frac{k}{\lambda}$ où k (que l'on écrit souvent $n\ k$) est le coefficient d'extinction, et λ la longueur d'onde dans le vide. Il existe une forte tendance vers la constance dans les valeurs mesurées de ce rapport. On peut provisoirement admettre l'identité des deux distributions, dans un essai de théorie de l'origine du rayonnement.

L'hypothèse de Duane, qui consiste dans une généralisation d'observations qui ont porté sur les rayons X, attribue tout rayonnement au bombardement des atomes du radiateur par des électrons en mouvement. En partant de trois hypothèses fondamentales, Duane aboutit à la distribution de Planck. Apparemment, toutefois, il néglige le fait que le coefficient A de la loi de Maxwell est en général fonction de la température. Mais heureusement, les expériences d'émission thermionique paraissent indiquer que la concentration des électrons libres dans un solide varie de façon à ce que, au moins pour les faibles concentrations et les hautes températures, le coefficient A reste constant.

Du calcul de Duane, on est conduit à conclure que le rayonnement naturel des sources ultimes a les caractéristiques du rayonnement du corps noir pour l'espace libre. Ceci n'est presque certainement pas le cas. Le rayonnement noir de l'espace diffère du rayonnement d'équilibre intérieur à un corps solide opaque, et c'est seulement dans le cas où $\frac{k}{\lambda}$ est constant, comme on l'a vu plus haut, que ce rayonnement d'équilibre a la même distribution spectrale que le rayonnement naturel des sources ultimes. Supposant la constance de $\frac{k}{\lambda}$ et, par conséquent, la même distribution spectrale pour le rayonnement d'équilibre, il semble nécessaire de modifier l'hypothèse (3) de Duane, et de dire : « *L'énergie rayonnée par chaque collision est en moyenne proportionnelle à la quatrième puissance de la vitesse de l'électron libre et au carré de l'indice de réfraction pour la radiation émise.* »

L. BRÜNINGHAUS.

Rayonnement d'équilibre dans un solide opaque uniformément chauffé et hypothèse de Duane sur son origine. — Worthing (**A.-G.**) [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 252-253]. — Pour que le *rayonnement naturel* des sources élémentaires de lumière qui constituent un solide opaque de température uniforme ait la même distribution spectrale que le *rayonnement d'équilibre* dans le voisinage immédiat, il faut que le rapport $\frac{k}{\lambda}$ soit constant (k, coefficient d'extinction de la substance; λ, longueur d'onde dans le vide). La constance paraît probable. Reste à l'expliquer.

L'hypothèse de Duane [*Phys. Rev.*, 1916] attribue le rayonnement au bombardement des atomes par les électrons en mouvement. Il retrouve sur cette base et au moyen de trois hypothèses fondamentales qui en dérivent la loi de distribution de Planck.

Le calcul de Duane conduit à penser que le rayonnement naturel des sources élémentaires possède les caractéristiques du rayonnement du corps noir pour l'espace libre. Cela n'est presque certainement pas le cas. Le rayonnement noir dans l'espace libre diffère du rayonnement d'équilibre dans un solide opaque, et, si $\frac{k}{\lambda}$ est constant, ce rayonnement d'équilibre a la même distribution spectrale que le rayonnement naturel des sources élémentaires. Il devient donc nécessaire de modifier la 3e hypothèse de Duane, de la façon suivante : *Le rapport de l'énergie rayonnée par impact à l'énergie cinétique de l'électron qui le produit est en moyenne proportionnelle au carré du rapport de la vitesse de propagation de la radiation considérée dans le solide, à la vitesse de propagation dans le vide.*

Le mécanisme d'émission des sources ultimes est ensuite analysé.

L. Brüninghaus.

Une méthode pour déterminer la température effective des molécules absorbantes et rayonnantes. — Birge (R.-T.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 439-440]. — L'auteur emploie la formule de Kemble

$$m_m = \frac{2\pi}{h}\sqrt{kJT}$$

où m_m est le nombre de quanta correspondant au moment angulaire de la molécule, dans la région du maximum de la bande d'absorption ou d'émission ; k, la constante des gaz par molécule ; J, le moment d'inertie de la molécule, que l'on peut considérer en première approximation comme constant ; T, la température absolue des molécules rayonnantes ou absorbantes.

Dans le cas de la bande 3883 Å du cyanogène, cette formule conduit à la relation $T = 5{,}5\ m^2$. Dans l'azote actif, la température réelle du gaz, estimée sur la bande 4216 Å, doit être comprise entre la température ordinaire et 100°C. La température de l'arc au charbon, obtenue par les mêmes considérations, aurait pour valeur 4000 ± 300° C pour un courant de 4 A et 4700 ± 300° C pour 13 A. La couche renversante du soleil, considérée par l'intermédiaire des bandes du cyanogène, possède une température probablement peu différente de la précédente, soit environ 5000°C. — L. Brüninghaus.

Un pyromètre optique à filament disparaissant débarrassé des effets de diffraction dus au filament. — Fairchild (C.-O.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 116-118]. — Dans l'appareil ici décrit, le filament incandescent du pyromètre disparaît d'une façon parfaite, quels que soient le grossissement et le pouvoir séparateur de l'oculaire. C'est pourquoi l'appareil se prête à des mesures plus précises, soit comme pyromètre, soit comme photomètre, que les appareils déjà existants.

Ces résultats ont été obtenus par l'emploi d'une lunette d'observation d'ouverture suffisante pour éliminer tout effet, décelable à l'œil, de la diffraction due au filament de la lampe du pyromètre. — L. Brüninghaus.

Eclat des sources lumineuses. — Forsythe (W.-E.) [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 251]. — Cette note donne les résultats de la mesure de l'éclat de diverses lampes électriques, au moyen de méthodes indépendantes.

L. Brüninghaus.

Coloration et éclat de divers corps lumineux en relation avec la température. — Hyde (E.-P.) et Forsythe (W.-E.) [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, **16** (1921), 419-430]. — *Qualité.* — La qualité de la lumière est un facteur important en éclairage, mais ce n'est que depuis une dizaine d'années qu'on a développé les méthodes d'évaluation.

Cette évaluation se fait généralement en proportion de rouge, vert et bleu, par comparaison avec une certaine lumière blanche. Les résultats sont difficiles à interpréter ; cependant, s'il s'agit de sources fortement sélectives (tube de Moore, par exemple), cette méthode colorimétrique est probablement la meilleure.

Mais, la plupart des sources usuelles ont une émission comparable à celle du corps noir ; on peut alors les caractériser par la température à laquelle le corps noir donnerait la même coloration. Les auteurs décrivent la méthode à employer : elle est simple.

Elle ne peut s'appliquer à des corps à émission si sélective que leur comparaison avec le corps noir ne soit pas possible ; pour l'arc au mercure, par exemple, la méthode spectrophotométrique peut seule être employée. Le nombre de tels corps est heureusement petit. Pour les autres, les auteurs proposent de caractériser l'émission par une certaine température, en y ajoutant l'indication d'une certaine proportion de rouge, vert ou bleu modifiant convenablement la coloration qu'aurait le corps noir à la température indiquée.

Eclat. — L'éclat peut être calculé par la formule de Wien dans laquelle on introduit un coefficient qui dépend des températures pour lesquelles le corps noir donne même coloration que le corps considéré et même éclat pour la radiation $\lambda = 0,655\ \mu$.

Les auteurs donnent un graphique et un tableau résumant leurs observations pour un certain nombre de sources usuelles. — A. Benoit.

Température de couleur des lampes à rendement élevé. — Forsythe (W.-E.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 147-148]. — On sait que la couleur, comme le rendement, dépend de la température. Plus la température est élevée, plus la lumière rayonnée est bleue. On a trouvé que la lumière des lampes à incandescence peut être identifiée au point de vue couleur avec celle d'un corps noir de température convenable, et cette température a reçu le nom de température de couleur. Cette grandeur permet d'exprimer de façon simple la qualité de la lumière donnée par diverses lampes à incandescence. Voici quelques nombres, pour fixer les idées.

Lampes	Température vraie (degrés absolus)	Température de couleur
50 watts	2 115	2 156
50 watts tantale	2 160	2 260
40 watts Mazda B	2 410	2 460
100 watts Mazda C	2 745	2 740
500 watts Mazda C	2 835	2 880
1000 watts Mazda C	3 010	2 985

L. Brüninghaus.

Eclat du tungstène. — Forsythe (W.-E.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 436-437]. — L'auteur a déterminé l'éclat du tungstène en bougies par cm² par trois méthodes différentes et dans un grand intervalle de température (1000° à 3600° K).

Les nombres obtenus s'accordent avec ceux donnés par Langmuir. A 1000° K, l'éclat est égal à 0,000098 bougies : cm², il prend la valeur de 5200 bougies : cm² à 3600° K. — L. Brüninghaus.

La distribution d'énergie nécessaire pour produire la sensation de blanc. — Priest (I.-G.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1921), 231-265]. — Ce travail est consacré au développement et à l'essai d'une méthode expérimentale pour la définition d'un étalon physique de lumière blanche. La lumière d'une lampe de distribution spectrale connue est modifiée par dispersion tournante dans un système de plaques de quartz et de prismes de nicol, de telle sorte que, en tournant un des nicols, la lumière qui en provient puisse présenter la distribution spectrale d'un radiateur de Planck (corps noir) à une température quelconque, entre 4000 et 7000° absolus.

On tourne le nicol jusqu'à ce que l'observateur qui reçoit la lumière éprouve la sensation de blanc. On a fait des expériences avec quatre observateurs. Les résultats moyens de ces observateurs indiquent que la lumière blanche peut être représentée : 1° Théoriquement, par la lumière d'un radiateur de Planck à une température d'environ 5200° absolus. 2° Pratiquement, à une approximation satisfaisante, par le soleil moyen de midi à Washington. Cependant, l'auteur remarque que l'établissement définitif d'un tel étalon devait être basé sur une recherche statistique faite à une plus grande échelle. — L. Brüninghaus.

La fonction de visibilité relative et l'équivalent mécanique de la lumière. — Guadet (G.) [*Rev. Opt.*, **1** (1922), 184-190]. — L'équivalent mécanique de la lumière ε pour la région du spectre qui a le meilleur rendement lumineux et la fonction de visibilité $\varphi(\lambda)$ permettent de calculer le flux lumineux d'une source dont on connaît la décomposition du rayonnement F_2 en

$$F_2 = \int F_2(\lambda)\, d\lambda$$

On en déduit, en admettant le principe d'addition lumineuse, que le flux lumineux F_1 est

$$F_1 = \frac{1}{\varepsilon} \int \varphi(\lambda)\, F_2(\lambda)\, d\lambda.$$

La question de validité de la loi d'addition lumineuse a peu d'importance actuellement parce qu'elle est certainement vraie au degré de précision atteint aujourd'hui pour les valeurs de ε et de $\psi(\lambda)$.

La fonction de visibilité relative permet de déterminer une fonction x de λ

$$x = \int_{4000\,\mathrm{A}}^{\lambda} \varphi(\lambda)\, d\lambda = \int_{\eta}^{\lambda} \varphi(\lambda)\, d\lambda$$

où η désigne une longueur d'onde aussi courte qu'on veut dans l'ultra-violet. Cette équation donne à x sa valeur maximum X pour $\lambda = 7000$ A

$$X = \int_{4000}^{7000} \varphi(\lambda)\, d\lambda = \int_{\eta}^{\eta'} \varphi(\lambda)\, d\lambda$$

η' étant une longueur d'onde aussi grande qu'on veut dans l'infra-rouge. On en déduit

$$F_1 = \frac{1}{\varepsilon} \int_{4000}^{7000} F_2(\lambda)\, dx = \frac{1}{\varepsilon} \int_{\eta = s}^{\eta' = s'} F_2(\lambda)\, dx = \frac{1}{\varepsilon} \int_{x=0}^{x=X} F_2(\lambda)\, dx$$

c'est-à-dire en lumens, puisque $\frac{1}{\varepsilon} = 645$ lumens : watt.

$$F_1 = 645 \int_{x=0}^{x=X} F_2(\lambda)\,dx$$

ou $F_2(\lambda)$ exprime en watts la puissance rayonnée par la source entre les longueurs d'ondes $\lambda - 0{,}5$ Å et $\lambda + 0{,}5$ Å.

Dans chaque cas particulier on tracera une courbe qu'on pourra appeler courbe de luminosité, ayant les x comme abscisses et les $F_2(\lambda)$ comme ordonnées. On fera la quadrature de cette courbe soit au planimètre, soit par pesée. On déterminera ainsi le rendement $\frac{F_1}{F_2}$. — J. Cojan.

Phosphorescence. — Fluorescence.

Acide borique hydraté comme base de systèmes fortement phosphorescents. — Tiede (E.) [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 563]. — Méthode pour préparer des corps doués d'une forte phosphorescence. — L. de Broglie.

Contribution à l'étude des acides boriques phosphorescents. — Tomaschek (R.) [*Ann. der Phys.*, 67 (1922), 612-648]. — Les substances organiques étudiées sont rendues phosphorescentes par fusion dans l'acide borique. Ce sont : l'anhydride phtalique (1 partie pour 500 d'acide borique, 1 : 500), l'acide téréphtalique (1 : 1000), l'uranine (Na-fluorescéine, 1 : 3000), l'anhydride téréphtalique (1 : 1000), le phénanthrène (1 : 100).

La phosphorescence est de courte durée. Il y a deux types de spectres de phosphorescence, les uns à bandes étroites et bien délimitées, les autres à bandes larges et diffuses. Toutes les bandes d'un corps appartiennent à un même complexe, contrairement aux spectres de phosphorescence des alcalino terreux : elles sont dues à un même centre. Il semble, par comparaison avec la fluorescence des vapeurs, que le champ de force auquel sont soumis les centres qui émettent la lumière sont entièrement à l'intérieur de la molécule.

La destruction de la matière organique est comparée à la fluorescence pour les diverses radiations du mercure : il n'apparaît aucune relation entre les deux phénomènes. Les radiations fortement absorbées sont aussi les radiations les plus actives. Entre 3780 et 2700 Å le phénanthrène a 13 bandes d'absorption étroites, de largeur égale à 60 Å, qui coïncident pour la plupart avec les bandes d'absorption de la solution alcoolique.

L'extinction ne met en évidence que des centres de période courte. Par exemple, pour l'acide téléphtalique, elle se produit suivant la formule :

$$L = 398{,}6\, e^{-\frac{t}{8}} + 721{,}1\, e^{-\frac{t}{5}} + 6\,682\, e^{-\frac{t}{1{,}8}} + 65\,240\, e^{-\frac{t}{0{,}6}},$$

mettant en évidence quatre périodes dont la plus longue est 8 secondes et confirmant que les courtes périodes sont les plus difficiles à exciter en totalité. La courbe $\frac{1}{L}$ en fonction du temps est fortement convexe vers le bas, excluant la possibilité de réactions bimoléculaires, mais confirmant la théorie de Lénard : retour d'un électron écarté photoélectriquement. — R. Fortrat.

Sur le sulfure de zinc-cuivre phosphorescent. — Gudden (B.) et Pohl (R.) [*Ann. der Phys.*, 68 (1922), 154-156]. — Quand on excite le sulfure de zinc-cuivre à bande d'émission verte par de la lumière rouge, on n'obtient qu'une fraction de l'énergie envoyée (Lenard). En même temps, les auteurs avaient trouvé qu'il se produit une augmentation de la constante diélectrique. On pourrait s'attendre à ce que l'effet diélectrique diminuât quand on chauffe le sulfure. Or, on observe un maximum de cet effet vers 140°C. Deux facteurs agissent en effet en sens inverse : le nombre de centres susceptibles de donner naissance au phénomène varie en sens inverse de la température, alors que le déplacement des électrons de polarisation augmente avec elle.

Si le phénomène diélectrique n'a pas encore été observé avec d'autres corps phosphorescents, cela paraît être une question de degré et de précision de mesures, le sulfure de zinc-cuivre présentant la propriété de Lénard et l'effet Gudden-Pohl à un degré bien supérieur à un des autres corps. — A. Foch.

Sur du sulfure de magnésium phosphorescent activé par des terres rares. Étude expérimentale. — Tiede (E.) et Schleede (A.) [*Ann. der Phys.*, 67 (1922), 573-580]. — Par analogie avec l'activation des sulfures de Ca et de Sr avec des terres rares, les auteurs ont essayé d'activer le sulfure de magnésium. Certaines terres rares rendent ce sulfure phosphorescent sous l'action de la lumière, d'autres seulement sous l'action des rayons cathodiques. On observe pour beaucoup d'entre eux des bandes étroites nettement délimitées et même des raies fines (faible dispersion). — R. Fortrat.

La destruction de la phosphorescence de sulfures de zinc par la lumière ultra-violette. — Loeb (L.-B.) et Schmiedeskamp (L.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 7 (1921), 202-206]. — Les échantillons étudiés perdent peu à peu leur phosphorescence quand on les expose au rayonnement ultra-violet. En même temps le sulfure se colore en brun. Le chlore rend au sulfure à la fois sa phosphorescence et sa couleur jaune. On suppose que la lumière ultra-violette produit une réduction des sulfures de l'impureté à laquelle est due la phosphorescence (du cuivre) et que le chlore agit comme oxydant en les reformant. — R. Fortrat.

Nouvelles recherches sur des phénomènes de décharge dus au sulfate de quinine luminescent. — Kalähne (A.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 45-47]. — Conférences et discussions du congrès allemand de physique d'Iéna (18-24 septembre 1921). — Plusieurs réactions chimiques ont la propriété de rendre conductrice une atmosphère gazeuse et d'y provoquer des phénomènes de décharge. C'est le cas du sulfate de quinine cristallisé et pulvérisé quand on l'échauffe ou qu'on le refroidit à température inférieure à 18° C (température de décomposition). Une couche mince de ce corps émet une courte luminescence et l'air devient conducteur. Le phénomène paraît accompagner, suivant les cas, l'abandon ou la récupération de l'eau de cristallisation ; le phénomène est réversible et facile à régler. — L'auteur se propose de rechercher la nature du porteur de charge et son mode de production (ions ou électrons produits par le phénomène lui-même ou effet secondaire : rayons ultra-violets de très courte longueur d'onde).

La luminescence est beaucoup moins intense pendant l'abandon de l'eau de cristallisation que pendant la récupération, environ dans le rapport de 1 à 8 (mesures photographiques). Il en est de même pour le phénomène de décharge (qui dépend d'ailleurs du signe de la charge). Mais ces résultats dépendent peut-être beaucoup des conditions expérimentales et n'ont pas encore été contrôlés.

L'étude optique de la lumière émise est rendue difficile par la vapeur d'eau qui intervient nécessairement dans le phénomène et absorbe les rayons de courte longueur d'onde. On tourne la difficulté en disposant la poudre sur une plaque de spath et faisant agir par transparence sur une plaque photographique partiellement masquée par un écran d'esculine par exemple. On met ainsi en évidence du moins des rayons ultra-violets de grande longueur d'onde.

Au point de vue des phénomènes de décharge, les corps chargés négativement sont toujours les plus vite déchargés ; les porteurs de charge semblent donc principalement positifs. La question de leur origine reste entière. L'auteur donne quelques détails expérimentaux. — M. Pauthenier.

La relation entre l'intensité de fluorescence de matières colorantes et la longueur d'onde de la lumière excitatrice. — Wavilow (S.-I.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 307-320]. — Si l'on éclaire un liquide fluorescent avec une radiation monochromatique située dans le domaine spectral d'une de ses bandes d'absorption, ce liquide émet une série de raies de fluorescence. Le quotient de l'énergie totale émise par fluorescence par l'énergie absorbée, la « fluorescence spécifique », qui mesure en somme le rendement du phénomène, dépend-il de la fréquence excitatrice ? D'après les anciennes théories de la fluorescence, ce quotient devrait être une constante si la bande d'absorption est simple ou une fonction compliquée de λ si la bande est complexe. M. Wavilow pense que les idées d'Einstein sur l'effet photoélectrique entraînent la proportionnalité de la fluorescence spécifique et de la longueur d'onde ; cette opinion pourrait être sujette à controverse. Toujours est-il que l'auteur a entrepris la détermination expérimentale du rendement énergétique de la fluorescence. La lumière d'une lampe Philipps de 200 bougies, après traversée de systèmes optiques convenables, était filtrée par un écran ne laissant passer qu'une bande spectrale, puis traversait le liquide fluorescent. Un spectrophotomètre de König et Martens permettait l'étude du rayonnement excitateur ainsi que celui du rayonnement de fluorescence. Le coefficient d'absorption des solutions colorées était déterminé d'autre part et sa connaissance permettait de calculer par intégration graphique l'énergie absorbée dans un volume donné. Les intensités lumineuses étaient mesurées par comparaison avec le rayonnement d'un étalon Hefner. Les expériences ont porté sur la fluorescéine, la rhodamine et l'éosine. Pour ces trois corps les bandes paraissent simples et les courbes d'absorption sont analogues. La « fluorescence spécifique » paraît indépendante de λ ce qui serait, d'après l'auteur, contraire aux idées d'Einstein, mais la précision des expériences est à peine suffisante pour permettre d'affirmer cette indépendance. Les résultats antérieurement obtenus par Nichols et Merritt pour l'éosine et la résorufine paraissent liés à la complexité des bandes étudiées par ces physiciens.

L. de Broglie.

Contribution à l'étude de la polarisation de la lumière émise par fluorescence par les solutions de matières colorantes. — Wavilow (S.-I.) et Lewschin (W.-L.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 173-176]. — Les solutions ont été soigneusement préparées avec de l'eau distillée, et la lumière émise a été étudiée à l'aide d'un polariscope de Savart. Dans tous les cas où la fluorescence a une intensité notable, il n'y a pas de polarisation, ou il n'y en a que de faibles traces. La polarisation observée pour les fluorescences faibles (érythrosine et rose bengale) présente les caractères de celle que produit la diffraction par des particules colloïdales. Les auteurs l'attribuent entièrement à ce dernier phénomène ; ils justifient leur hypothèse par les colorations des franges du polariscope, par l'observation du

degré de polarisation en des points du faisceau inégalement distants du point d'entrée, par le fait qu'à travers un Wollaston l'image contenant la lumière polarisée n'a pas la même couleur que l'autre. Enfin ils ont réussi à préparer une solution d'érythrosine dont la fluorescence ne présente pas de polarisation, en la laissant reposer 24 heures à l'obscurité : les franges au polariscope n'apparaissent qu'après une ou deux minutes d'observation, faiblement d'abord, puis de plus en plus nettement à mesure que la solution est éclairée depuis plus longtemps.

G. Bruhat.

La luminescence du samarium. — **Howes** (**H.-L.**) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 60-63]. — Etude du spectre de luminescence, sous l'action des rayons cathodiques, de l'oxyde de samarium dilué dans la chaux. — Divers traitements thermiques effectués entre 200° et 3 000° C ne modifient nullement la valeur des longueurs d'ondes; mais il faut un chauffage préalable à 600° C au moins pour que l'intensité des raies soit suffisante, et cette intensité croît avec la température appliquée. L'auteur a mesuré la longueur d'onde des bandes, parmi lesquelles treize nouvelles ; elles se rangent en huit séries dont l'intervalle des fréquences est constant.

F. Wolfers.

La luminescence des solides incandescents. — **Nichols** (**E.-L.**) et **Howes** (**H.-L.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 300-318]. — Certains oxydes émettent à chaud des radiations d'une intensité très supérieure à celle émise par le corps noir à la même température et dans la même région spectrale ; on dit alors qu'il y a luminescence. A 560° C, par exemple, l'oxyde de niobium émet dans le bleu 85 000 fois plus que le corps noir ; contrairement à ce qui se passe pour ce dernier, l'émission diminue quand on élève la température. Les oxydes de glucinium, magnésium, calcium, aluminium, silicium et zirconium ont aussi une luminescence bleue présentant plusieurs maxima quand la température croît. Les oxydes de samarium, gadolinium, gallium, niobium, erbium, praséodyme et néodyme présentent aussi la luminescence bleue, mais ils ont, en outre, exceptés ceux de niobium et de néodyme, une fluorescence rouge ou verte.

Les effets de luminescence se distinguent de l'émission du corps noir par leur variation différente avec la température, l'existence de phénomènes de fatigues très marqués, enfin par l'action considérable sur l'intensité émise de la présence d'impuretés.

La luminescence est sans doute un phénomène d'instabilité qui correspond à des changements d'état physique ou chimique des oxydes. — L. de Broglie.

La luminescence de l'antimoine en train de se solidifier. — **Karrer** (**E.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 437-438]. — Lorsque l'antimoine est chauffé au-dessus de son point de fusion (630° C), il devient incandescent en rouge. Si alors on le laisse refroidir, son éclat diminue avec la température jusqu'au moment où la solidification intervient. Alors un brusque accroissement d'éclat se manifeste. La température s'élève également au même instant. Le phénomène est donc très analogue à la recalescence du fer. L'éclat de la substance après ce phénomène paraît supérieur, à une température donnée, à l'éclat qu'elle avait avant lui. Il semble donc qu'on ait affaire à un cas de cristallo-luminescence. En tous cas, il ne s'agit certainement pas d'une oxydation, car le phénomène se produit dans l'hydrogène et dans le vide.

L. Brüninghaus.

La luminescence de l'ozone en décomposition. — Trautz (M.) et Seidel (W.) [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 527-572]. — L'ozone mélangé à de l'oxyde de carbone se décompose avec une forte luminescence au-dessus de 150° C ; au contraire il n'y a pas de luminescence lorsque l'ozone est mélangé à de l'oxygène, de l'hydrogène, de l'acide carbonique, de l'azote ou de la vapeur d'eau. La lumière produite est une bande continue s'étendant de 4500 à 5600 Å avec un maximum de luminosité vers 5000 Å ; la largeur de la bande étant indépendante de l'épaisseur de la couche éclairante.

L'ozone purifié et dosé est mélangé avec une proportion connue de CO, puis passe dans un tube horizontal chauffé électriquement qui envoie sa lumière en bout sur une cellule photoélectrique au rubidium emplie d'argon. On trouve que la déviation de l'électromètre, rapportée à un volume constant du mélange, vaut

$$\Delta a = \frac{k_1 . CO . O^3}{1 + \frac{k_2 . O^3}{2,66}}$$

CO et O^3 désignant les concentrations en CO et O^3, k_1 et k_2 étant des constantes fonction de la température.

Des expériences ont été faites avec un mélange de gaz au repos et permettent de suivre la rapidité de destruction de l'ozone (du deuxième ordre). La quantité totale de lumière émise est proportionnelle au produit des concentrations initiales.

On suppose que la réaction luminescente fait intervenir une molécule de CO et deux molécules de O^3. D'ailleurs la décomposition d'une molécule de O^3 (34 500 calories) ne pourrait émettre de la lumière de longueur d'onde 5000 Å ($Q = \frac{1}{J} h \nu = 57\,000$ calories). — R. Fortrat.

La fluorescence de la vapeur de mercure. — Van der Lingen (J.-S.) et Wood (R.-W.) [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 149-161]. — Les auteurs ont étudié les conditions d'excitation du spectre de fluorescence de la vapeur de mercure.

Ce spectre ne peut être excité quand la vapeur est à l'état du repos, mais seulement quand la vapeur est en train de distiller à partir du métal à une température de 150° C ou plus. Cela prouve que les molécules actives ne sont pas les molécules neutres monoatomiques, mais d'autres molécules, peut-être des molécules diatomiques présentes seulement pendant la distillation.

Le spectre de fluorescence ne peut être excité que par des radiations qui correspondent à des raies du spectre d'absorption de la vapeur de mercure. Celui-ci comprend : 1° une forte raie à 2536 Å et une plus faible à 2439 Å ; 2° quatre raies à 2346, 2339, 2334, 2331 Å, qui se fondent en une bande s'étalant vers les courtes longueurs d'onde, quand on fait croître la densité de la vapeur ; 3° deux fortes bandes, dégradées sur les grandes longueurs d'onde, ayant leur tête l'une tout près de la raie 2539 Å, l'autre au voisinage de 1849 Å. Quand il est complètement développé, le spectre de fluorescence conprend : 1° deux bandes diffuses symétriques, dont l'une s'étend depuis le rouge jusqu'à l'ultra-violet avec son maximum dans le vert bleu à 4850 Å, tandis que l'autre a son maximum à 3300 Å ; 2° une bande dégradée sous les grandes longueurs d'onde, qui coïncide avec la bande d'absorption 2539 Å ; 3° une bande dégradée vers les petites longueurs d'onde, qui s'étend de 2349 Å à 2100 Å ; 4° les deux raies 2536 Å et 2532 Å.

Si la lumière excitatrice a une longueur d'onde voisine de 1849 Å, le spectre de fluorescence comprend seulement la raie 2536 Å et la bande 4850 Å, quand la den-

sité de la vapeur est faible. En faisant croître cette densité, on diminue l'intensité de la raie 2536 Å et on fait apparaître la bande 3300 Å. L'intensité de cette dernière bande augmente à mesure que la longueur d'onde de la lumière excitatrice s'éloigne, en augmentant, de 1849 Å.

Si l'on excite la fluorescence au moyen du groupe des raies du zinc 2024, 2061, 2909 et 2138 Å, on obtient, en outre des bandes 4850 Å et 3300 Å, la bande qui va de 2339 Å à 2100 Å; on voit apparaître aussi très faiblement les raies 2536 et 2539 Å et la bande 2539 Å. Si l'excitation est produite par une seule des quatre raies du groupe, les bandes 4850 Å et 3300 Å ne sont pas modifiées, mais le maximum d'intensité de la bande 2349 Å a une longueur d'onde d'autant plus petite que la raie excitatrice a une longueur d'onde plus grande.

Si enfin on excite la fluorescence au moyen des raies du cobalt voisines de 2349 Å ou de la raie 2536 Å du mercure, le spectre obtenu contient seulement les deux bandes 3300 Å et 4850 Å qui ont alors la même intensité. — F. Croze.

L'absorption de la vapeur de sodium fluorescente. — Robertson (J.-K.). [*Nat.*, **109** (1922), 43]. — Conformément à la théorie de Bohr, sous l'influence de lumière excitatrice dont la longueur d'onde correspond à la raie D, les électrons des atomes de la vapeur de sodium sont déplacés de leur orbite normale 1,5 s aux orbites 2 p. Pendant le retour des électrons à leur orbite normale, la radiation de *résonance* (Wood) est réémise sous forme de fluorescence. On a émis l'hypothèse que cette vapeur fluorescente devait absorber les radiations correspondant aux raies de la première et seconde séries secondaires $2\,p'_2 - m\,s$ et $2\,p'_2 - m\,d$. L'auteur a cherché à vérifier expérimentalement cette hypothèse. Le résultat fut négatif. Peut-être conviendrait-il de reprendre la question sous une forme plus rigoureuse, avant de se prononcer définitivement. — L. Brüninghaus.

Etude spectrographique de la fluorescence ultra-violette excitée par les rayons X. — Perrine (J.-O.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 538-539]. — Dans le phénomène de la fluorescence, la radiation émise a une longueur d'onde plus grande que la radiation excitatrice. Par suite, en excitant avec des rayons X, il n'est pas impossible d'obtenir une fluorescence ultra-violette. Partant de cette idée, l'auteur a soumis un nombre assez grand de substances à l'action des rayons X, et en s'arrangeant à photographier le spectre qu'elles pourraient émettre dans ces conditions.

Un certain nombre de corps, sels doubles d'uranyle, oxydes, sels divers, ont donné des résultats négatifs. Au contraire, les chlorures de potassium, de lithium, de rubidium, de sodium et de cæsium ont donné des résultats positifs. Le chlorure de sodium fournit une très forte bande à la longueur d'onde 2470 Å. Le chlorure de cæsium donne une forte bande s'étendant de 5720 à 2340 Å, présentant trois maxima. — L. Brüninghaus.

Radiations et Spectroscopie

Sur les critiques adressées par Stark à la théorie de Bohr de l'émission lumineuse. — Smekal (A.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **2** (1921), 20-22]. — L'auteur réfute ces critiques; il montre en particulier à quelles conditions la théorie de Bohr s'accorde avec celle de Maxwell, et quels sont les effets secondaires négligés par la théorie. — G. Bruhat.

Un spectromètre chimique. — [*Nat.*, **110** (1922), 191]. — Description d'un nouvel appareil, construit par Hilger, de Londres. Par l'emploi d'une lunette autocollimatrice, le constructeur a pu supprimer le tube collimateur. La fente est

portée par la lunette, et on l'éclaire en disposant latéralement la source à étudier.

Le faisceau émanant de la fente tombe sur l'objectif de la lunette, puis sur le prisme. La face de sortie de celui-ci, étant argentée, renvoie la lumière à l'objectif, et le spectre définitif est examiné, comme d'ordinaire, au moyen d'un oculaire.

Le spectre défile dans le champ lorsqu'on fait tourner le prisme, qui est actionné par une vis solidaire d'un tambour micrométrique gradué en longueurs d'onde. L'appareil est simple, facile à régler, d'encombrement minimum, et de prix modique. Il se recommande tout particulièrement aux chimistes pour lesquels le spectroscope est souvent un auxiliaire très précieux. — L. Brüninghaus.

Notices spectroscopiques. — **Angerer (E. von.)** [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 521-523]. — Description des dispositifs utiles aux spectroscopistes tels que : arc à électrodes de fer, échelle mobile de longueurs d'onde permettant le repérage facile des raies sur les plaques photographiques, filtre monochromateur pour rayons ultra-violets. Une planche donne le schéma détaillé du spectre ultra-violet du mercure. — L. de Broglie.

Etudes dans le domaine des radiations lumineuses. — **Fabry (C.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **192** (1921), 277-290]. — Exposé particulièrement clair, de l'état où se trouve la question ; l'auteur montre le champ défriché, et tout ce qui reste à explorer. — Ed. Salles.

Nouvel appareil d'éclairage monochromatique. — **Toy (F.-C.)** [*Photogr. Journ.*, **61** (1921), 176-179] (1). — Cet appareil permet, au moyen de deux fentes réglables isolément disposées entre les deux lentilles de la lunette d'un spectroscope, d'éclairer uniformément une portion de surface, soit par une radiation choisie à volonté dans le spectre, soit par un mélange en proportions déterminées de deux radiations. — G. Hache.

Sur de nouveaux monochromateurs. — **Leiss (C.)** [*Zeits. f. Phys.*, **9** (1922), 203-206]. — Description de deux monochromateurs pouvant être utilisés dans toute la région spectrale de 2000 Å à 7500 Å. Le système dispersif est un prisme de flint d'Abbe pour la région visible, un double prisme de quartz de Straubel pour la région ultraviolette ; les deux prismes sont aisément interchangeables. Les lentilles sont en quartz. La largeur du domaine spectral isolé est en moyenne de 2 Å dans le domaine visible, de 10 à 20 Å dans l'ultraviolet.

L. de Broglie.

Appareil produisant une lumière ultraviolette monochromatique. — **Schoof (E.)** [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 82-84]. — Description d'un appareil construit par R. Fuest, à Berlin-Steglitz. — A. Foch.

Spectrophotomètre sans dispositif polarisant. — **Bull (A.-J.)** [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 197-204]. — La particularité de cet appareil consiste en ce qu'on compare deux plages monochromatiques. Dans ce but on produit un spectre, dont la moitié supérieure subit l'absorption de la substance à étudier ; une fente permet de sélectionner une région étroite du spectre, produit par un spectroscope Hilger à prisme mobile du modèle bien connu. Une lentille, coupée en deux parties, donne deux images que l'on superpose, à l'aide d'un prisme rhomboédrique dont

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), **1** (1921).

les angles sont faiblement inégaux. Pour exécuter la mesure, on ferme plus ou moins la partie inférieure de la fente sélectrice. Cet appareil a servi à son auteur, pour l'étude d'encres d'imprimerie et de la couleur de gemmes la plupart pléochroïques. Dans le jaune et le vert, les lectures se faisaient avec une précision de 1 pour 100 et qui atteignait seulement 5 à 10 pour 100 avec $\lambda = 4200$ Å.

Ed. Salles.

Un spectrophotomètre à lecture directe pour la mesure de la transparence des liquides. — **Priest** (**I.-G.**) [*Phys. Rev.*, **18** (1922), 127-128]. — Ce spectrophotomètre consiste essentiellement en un spectromètre à déviation constante combiné avec le photomètre *exponentiel* de l'auteur.

Cet instrument travaille avec rapidité et exactitude. Il donne par lecture directe la transmissivité, son logarithme et la longueur d'onde correspondante.

L. Brüninghaus.

Une modification au spectrophotomètre à double fente. — **Narayan** (**A.-L.**) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 662-663]. — Dans l'appareil envisagé, la double fente habituellement utilisée dans les spectrophotomètres, au lieu d'être fixée sur le collimateur, est portée par un pendule entretenu électriquement.

La variation de l'amplitude d'oscillation du pendule permet de faire varier l'intensité de l'impression photographique.

On ajuste les fentes de façon à obtenir des illuminations égales dans le spectre à étudier et le spectre étalon ; la largeur des fentes est inversement proportionnelle [1] à l'intensité de la lumière dans les deux régions à comparer.

A. Foch.

Etude spectroradiométrique de la transparence de diverses substances ; II. — **Coblentz** (**W.-W.**) [*Scient. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1921), 267-276]. — Après avoir décrit le dispositif expérimental, l'auteur donne une série de graphiques indiquant le pourcentage de lumière transmise, en fonction de la longueur d'onde, pour :

1° Un certain nombre d'huiles minérales, animales et végétales ;
2° Diverses nitro-celluloses ;
3° Diverses épaisseurs de gypse ;
4° Du benzol, de la bakélite et de l'huile de paraffine.

Les spectres d'absorption des huiles sont presque identiques ; ils ne peuvent pas être utilisés pour déceler l'adultération d'une huile par une autre.

Dans un appendice, l'auteur indique que les corrections qu'il y aurait lieu d'apporter à des observations analogues, qu'il a faites de 1903 à 1905, en utilisant un prisme de sel gemme, sont tout à fait négligeables ; elles ne sont que de l'ordre de 0,01 μ à 0,02 μ et petites par rapport aux erreurs d'observations.

A. Benoit.

L'absorption par la vapeur d'eau des radiations de longueurs d'onde voisines de 6 μ. — **Sleator** (**W.-W.**) **et Phelps** (**E.-R.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 394]. — Cette nouvelle recherche indique une structure du spectre d'absorption de la vapeur d'eau plus compliquée qu'on ne l'avait supposé jusqu'alors. On observe l'existence dans ce spectre de nombreuses raies jusqu'à présent seulement soupçonnées ou même tout à fait inconnues. Ce travail présente de l'intérêt au sujet de

(1) La relation donnée dans le texte contient une erreur de signe qui conduirait à la proportionnalité. — A. F.

la théorie des spectres de bandes; au sujet de l'existence possible de séries dans le spectre de la vapeur d'eau; en ce qui concerne enfin la structure moléculaire de cette substance. — L. Brüninghaus.

Influence de la température sur la transparence de quelques verres dans l'infra-rouge. — **Rosengarten** (**G.**) [*Phys. Rev.*, **16** (1920), 173-178]. — L'auteur s'est proposé de rechercher si la transparence pour l'infra-rouge (de 1 μ à 5 μ), de plusieurs verres colorés, variait avec la température.

Il conclut que les résultats semblent indiquer, qu'à ± 8 p. 100 près, la variation de température, entre 40° et 460°C, ne produit aucun changement avec les verres colorés employés. — A. Benoit.

Effet de la température sur les spectres d'absorption des verres. — [*Nat.*, **109** (1922), 529]. — Dans un récent travail, Rosengarten a mesuré l'absorption d'un certain nombre de verres colorés pour les radiations de 1 et 5 μ à diverses températures. Jusqu'à 500°C, les changements de l'absorption sont restés très petits, inférieurs toujours à 8 p. 100. — L. Brüninghaus.

Sur les lois des spectres infra-rouges et un échec de la théorie classique de la dispersion. — **Schaefer** (**C.**) [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 407]. — Contrairement à ce qu'indique la théorie élémentaire, on trouve deux bandes d'absorption infra-rouge dans HCl, HBr, HI, CO, et même un spectre très complexe dans la vapeur d'eau. L'introduction d'un terme βs^2 du second ordre dans la force de rappel de la particule vibrante expliquerait la présence des harmoniques de la vibration principale, et même dans le cas de systèmes plus complexes, de fréquences de combinaison, analogues aux sons de combinaison de Helmholtz.

La question étudiée au point de vue expérimental, non pas encore sur des gaz mais sur des cristaux, a confirmé les prévisions basées sur des mesures antérieures de pouvoir réflecteur. En particulier, outre une bande principale de $\lambda = 9\,\mu$, on a trouvé dans la célestine des bandes d'absorption pour des fréquences double, triple et quadruple de celle-là.

L'introduction du terme en βs^2 transforme les équations classiques de la dispersion dans les suivantes :

$$\frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi N e \frac{\partial s}{\partial t} = \text{rot}\, H \qquad -\frac{1}{c}\frac{\partial H}{\partial t} = \text{rot}\, E$$

$$s'' + n_0^2 s + \beta s^2 = \frac{e}{m} E.$$

Elles donnent en première approximation :

$$E = \cos n\left(t - \frac{x}{q}\right) + \beta \frac{e/m}{6n^2(n_0^2 - n^2)} \cos 2n\left(t - \frac{x}{q}\right)$$

qui conduit à des résultats paradoxaux. Une onde de fréquence n ne peut se propager seule, elle produit des ondes de fréquence $2n$ (première approximation), $3n$ etc... Bien plus, ces fréquences correspondent au même indice (caractérisé par q). La théorie classique ne rendrait donc pas compte de l'absorption aux fréquences de combinaison.

La nécessité d'oscillateurs dissymétriques pour expliquer les anomalies de la loi de Dulong et Petit aux températures élevées et la dilatation calorifique force à penser à un échec de la théorie classique. — R. Fortrat.

Absorption de gaz diatomiques dans l'infra-rouge. — Sponer (H.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **1** (1921), 153-160]. — Étude théorique. On suppose l'absorption produite par la vibration d'atomes ou de molécules chargés. En y ajoutant l'effet dû à la rotation des molécules avec une énergie égale à un nombre entier de quanta, on trouve des raies dont les fréquences sont comparées aux raies d'absorption de l'acide chlorhydrique observées par v. Bahrs. — R. Fortrat.

Les spectres d'absorption infra-rouges des gaz diatomiques et leurs potentiels d'ionisation. — Kemble (E.-C.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 394-395]. — La théorie de Lenz des spectres de bandes infra-rouges des gaz n'est que la stricte application, au mouvement rotationnel et vibratoire des molécules, des conditions de quanta de Sommerfeld, du principe de fréquence de Bohr, et du principe de sélection de Bohr. Kratzer a récemment établi une formule donnant les fréquences des raies des spectres d'absorption infra-rouges des gaz diatomiques en conformité avec la théorie de Lenz, mais sa méthode n'est pas exempte de critique.

Par l'emploi d'une méthode d'intégration en série décrite antérieurement, l'auteur obtient la nouvelle formule suivante pour les fréquences dans le spectre d'absorption infra-rouge d'un gaz diatomique :

$$\nu_s{}^n = k_0{}^{(n)} + k_1 s + k_2{}^{(n)} s^2 + k_3 s^3 + k_4{}^{(n)} s^4 + \ldots\ldots$$

où n et s sont les nombres de quanta de vibration et de rotation pour l'état stationnaire final, et où 0, $s \pm 1$ sont respectivement, les nombres de quanta initiaux correspondants. On a $n = 1$ pour la bande *fondamentale*, 2 pour le premier *harmonique*, etc. ; s est le numéro de la raie en question, en attribuant le numéro zéro à la composante voisine du centre, du côté rouge. Les coefficients k_1 et k_3 sont indépendants de n.

La nouvelle formule s'accorde avec celle de Kratzer pour les petites valeurs de s et de n.

Une connaissance expérimentale assez complète du spectre d'absorption infra-rouge d'un gaz diatomique permet d'appliquer cette théorie au calcul de son potentiel d'ionisation, ce qui permet un contrôle indirect de la théorie. — Le potentiel d'ionisation du gaz chlorhydrique calculé à partir des données spectroscopiques est égal à 14 volts, nombre en accord précis avec la valeur expérimentale obtenue par Foote et Mohler, et avec la valeur théorique calculée par Born. Pour le gaz bromhydrique, un calcul nécessairement approximatif, par suite du manque de données assez complètes ou exactes, fournit un potentiel d'ionisation de 12 volts, dont l'accord avec la valeur 13,5 volts, calculée par Born, est satisfaisant.

L. Brüninghaus.

L'effet de certaines substances dissoutes sur l'absorption infra-rouge de l'eau. — Collins (J.-R.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 395-397]. — Le spectre de l'eau, contenant en solution diverses substances, a été étudié entre $\lambda = 0{,}8$ et $2{,}3\ \mu$, qui comprend quatre bandes d'absorption de l'eau. Les substances dissoutes ont été successivement les suivantes : $NaCl$, $AgNO^3$, NH^4NO^3, $CaCl^2$, $BaCl^2$, $SrCl^2$, $MgCl^2$, $Mg(NO^3)^2$, $Zn(NO^3)^2$, $ZnSO^4$, $Al^2(SO^4)^3$, Al^2Cl^6, $Al^2(NO^3)^6$, $Na^2S^2O^3$, $NaOH$, KOH, $LiOH$. Les trois premiers corps ne donnent pas d'hydrates. Les autres sont supposés se combiner avec une partie du solvant. Les résultats obtenus sont masqués dans une certaine mesure par l'absorption des substances dissoutes, mais une diminution d'absorption de la solution par rapport à celle

d'une quantité équivalente d'eau pure est la preuve d'un changement dans l'absorption de l'eau dû à la présence du soluté. $Zn\,SO^4$, $Al^2(SO^4)^3$, LiOH, NaOH, KOH augmentent la transmission de l'eau dans les quatre bandes. Les autres substances à hydrates accroissent la transmission suivant la bande 1,44 μ, mais n'affectent pas de manière régulière la transmission suivant les autres bandes. Les trois premiers sels diminuent la transmission de l'eau dans les bandes 0,97 μ et 1,2 μ, l'accroissent pour 1,44 μ, et affectent différemment la bande restante. La théorie des solvates de H.-C. Jones ne pourrait expliquer les faits précédents sans de sérieuses modifications. — L. Brüninghaus.

Le spectre d'absorption du gaz chlorhydrique à 200° absolus. — **Spence (B.-J.) et Holley (C.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 397-398]. — Planck, en supposant que les orbites stationnaires de Bohr ne sont pas les seules possibles (supposition compatible avec les lois classiques de l'électrodynamique), a fait une étude du spectre d'absorption dû aux rotations de doublets électriques dont les axes seraient libres. Il trouve, comme résultat de son travail, qu'un maximum d'absorption doit apparaître à la longueur d'onde

$$\lambda_{max.} = 2\pi c \sqrt{\frac{J}{KT}}$$

ou c est une constante ; K, la constante de Planck ; J, le moment d'inertie du doublet ; T, la température absolue.

Le présent travail est un essai de vérification de cette formule. On a, dans ce but, étudié l'absorption du gaz chlorhydrique à la température ordinaire, et aussi à 200° K, juste au-dessus de sa température de liquéfaction (— 83° C) sous la pression atmosphérique. Ce gaz présente des bandes d'absorption au delà de 10 μ, qui sont attribuées à la rotation moléculaire. Il présente aussi une série de bandes dans la région 3,5 μ qui, d'après Bjerrum, sont dues à la combinaison des fréquences des bandes situées au delà de 10 μ avec la fréquence de vibration de la molécule. Pour appliquer l'expression de Planck, on a supposé qu'une variation dans l'absorption au delà de 10 μ se manifestera aussi par un changement dans la région 3,5 μ, à laquelle a été limité ce travail.

On a trouvé que l'absorption générale augmente lorsque la température s'abaisse. En outre, on a observé que les bandes dues aux plus basses fréquences de rotation étaient de beaucoup moins prononcées, disparaissant presque à basse température, tandis que celles dues aux fréquences élevées n'étaient en aucune façon diminuées dans la même proportion. Le nombre des bandes restait invariable, et sans variations de leurs longueurs d'onde, à basse température. Ces résultats ne sont pas conformes à ce que pouvait faire prévoir l'expression de Planck. — L. Brüninghaus.

Les spectres d'absorption infra-rouges des hydroxydes alcalins. — **Grantham (G.-E.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 339-349]. — L'auteur détermine l'absorption de solutions de soude, potasse, lithine de diverses concentrations, et l'absorption d'une solution d'ammoniaque et d'une solution d'hydroxyde de cæsium, en se servant de cuves à fenêtres de quartz, et d'un spectromètre approprié, muni d'une thermopile et d'un galvanomètre sensible. Toutes les courbes montrent une bande d'absorption large et intense, avec un maximum à environ 2,29 μ, excepté dans le cas de l'ammoniaque, pour laquelle le maximum est à $\lambda = 2,20$ μ. Cet accord suggère que la bande relative aux alcalis est due aux ions OH^-. L'absorption est

proportionnelle à la concentration ; elle ne varie pas de façon systématique avec la masse atomique du métal.

On a mesuré en outre le coefficient d'absorption de l'eau de 1,3 à 2,0 μ ; on a observé un maximum d'absorption pour λ = 1,48 et 1,98 μ. La dissolution d'un hydroxyde alcalin dans l'eau diminue l'absorption de l'eau suivant la bande 1,48 μ proportionnellement à la concentration de la solution et à la masse moléculaire de la base. — L. Brüninghaus.

Le spectre d'absorption du chloroforme dans le proche infra-rouge. — Ellis (J.-W.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 546]. — Dans le but d'étudier la région s'étendant de 1,0 μ à 2,8 μ, on a construit un spectrographe du type à autocollimation, avec deux prismes de flint moyen de 30°, à travers lesquels les radiations d'une lampe au tungstène de 108 watts passaient deux fois. On utilisait pour les lectures une thermopile bismuth-argent et un galvanomètre à bobine mobile de Leeds-Northrup.

On a pu ainsi observer cinq bandes distinctes, ayant les maxima suivants : 1,140 μ (10 pour cent) ; 1,385 μ (16 pour cent) ; 1,660 μ (56 pour cent) ; 1,835 μ (35 pour cent) ; 2,425 μ (88 pour cent). Les absorptions pour cent sont données entre parenthèses.

Ces valeurs sont correctes à moins de 100 Å près. — L. Brüninghaus.

Longueurs d'ondes plus grandes que 5500 Å des spectres d'arc de l'yttrium, du lanthane et du cerium et obtention des éléments des terres rares à l'état pur. — Kiers (C.-C.), Hopkins (B.-S.) et Kremers (H.-C.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, 17 (1921), 318-351]. — Les régions jaunes, rouges et infra-rouges des spectres d'arc de l'yttrium, du lanthane et du cérium ont été étudiées au moyen de différents réseaux concaves dans le spectrographe du « Bureau of Standards ». Les plaques photographiques étaient respectivement rendues sensibles au jaune, rouge et infra-rouge au moyen du pinacyanol, de cryptocyanine et de dicyanine.

Les tables contiennent environ 2300 longueurs d'ondes : dans l'yttrium 175 raies de 5003 Å a 7882 Å, où le spectre semble finir brusquement ; dans le lanthane 400 raies de 5001 Å à 9079 Å ; dans le cérium 1700 raies de 5500 Å à 9025 Å.

Deux groupes de produits ont été utilisés : d'une part le chlorure d'yttrium et de lanthane et le nitrate de cérium ; d'autre part, les oxalates d'yttrium et de lanthane et l'oxyde de cérium préparés sous la direction de M. B.-S. Hopkins.

Les éléments des terres rares ont été obtenus à l'état pur de la manière suivante :

Les éléments du groupe du cérium provenaient d'un sulfate de soude contenant du cérium, du lanthane, du néodyme, du samarium et du gadolinium. Le cérium était retiré des résidus par ébullition de la solution neutre avec du bromate de potassium et se précipitait sous la forme de nitrate basique. Après élimination du cérium, on complétait la séparation par cristallisations fractionnées des nitrates doubles de magnésium et des terres rares.

Le sel de lanthane est le moins soluble, puis vient celui de néodyme. En fin de la série le samarium était presque complètement séparé du gadolinium par addition de nitrate de bismuth et de magnésium.

Les éléments du groupe de l'yttrium provenaient de gadolinite, qui était tout d'abord débarrassée des éléments du groupe du cérium. Par une tranformation en bromates et une longue série de cristallisations fractionnées, on retirait l'yttrium, le dysprosium et l'erbium. — J. Cojan.

La flamme bleue produite par le sel ordinaire sur un feu de charbon. — Hughes (W.) et Merton (T.-R.) [*Nat.*, **109** (1922), 683]. — On admet en général que la couleur bleue de la flamme de charbon lorsqu'on y projette du sel est due à l'existence de traces de cuivre dans le charbon, mais il est plus vraisemblable qu'elle est due à la formation d'un peu d'oxyde de carbone par refroidissement dû à la projection du sel. En effet, d'abord, le phénomène est observable avec d'autres corps que le chlorure de sodium ; ensuite, les raies D du sodium n'étant pas émises, vu la température trop basse, il doit en être de même des raies du cuivre.

Il semble que ces arguments auraient été remplacés avec avantage par une simple observation de la flamme bleue en question au spectroscope : les raies du cuivre y sont ou n'y sont pas. — L. Brüninghaus.

La flamme bleue produite par le sel ordinaire projeté sur le charbon en combustion. — Smithells (A.) [*Nat.*, **109** (1922), 745]. — Courte note historique. — L. Brüninghaus.

Problèmes sur la variabilité des spectres. — Merton (T.-R.) [*Nat.*, **109** (1922), 519-520]. — Ce très intéressant article passe en revue des faits bien connus de nos lecteurs, sur les divers spectres de l'hydrogène, de l'hélium, de l'argon dans le tube à vide différemment excité. — L. Brüninghaus.

La signification des termes 1/2 dans les formules de séries spectrales. — Foote (P.-D.) et Mohler (F.-L.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 441]. — Sommerfeld a montré que la relation entre la constante de série de Ritz a pour les spectres d'arc des métaux alcalins et a^* pour les spectres d'arc des métaux alcalino-terreux était de la forme $\frac{a^*}{a} = 2$. Pour que ce fait se vérifie dans le cas des termes mS et ms, il était nécessaire d'assigner à m des valeurs égales à un entier plus 1/2. Cependant, en postulant l'existence de deux anneaux d'électrons, l'anneau extérieur contenant le nombre généralement accepté, 8, 18, etc., et considérant le rétrécissement des anneaux lorsque la charge nucléaire augmente, les rapports calculés $\frac{a^*}{a}$ vont de 1,48 à 1,66, et ces valeurs sont bien vérifiées par S et s si on assigne à m des valeurs entières. Les conceptions physiques simples de la théorie des quanta suggèrent que m doit être un nombre entier, et le présent travail contient une série de preuves contribuant à confirmer l'exactitude de ce point de vue. — L. Brüninghaus.

Une nouvelle série de raies spectrales. — Brackett (F.-S.) [*Nat.*, **109** (1922), 209]. — Avec un long tube à hydrogène observé en bout, on a pu observer des raies $\lambda = 4{,}05\,\mu$ et $2{,}63\,\mu$ qui, d'après la théorie de Bohr, seraient dues à la chute d'un électron passant du cinquième au quatrième anneau, respectivement. Elles forment les deux premiers membres d'une nouvelle série.

Des raies ont été observées aux longueurs d'onde 1,88 ; 1,23 ; 1,09 ; 1,01 et 0,95 μ. Elles forment les cinq premiers membres de la série de Paschen due à un électron tombant des quatrième, cinquième, sixième, septième et huitième anneaux respectivement sur le troisième. Les deux premières de ces raies avaient été observées et mesurées exactement par Paschen.

La première raie de la nouvelle série a une intensité égale environ au quart de celle de H_α ; la première raie de Paschen est plus intense que H_α dans le rapport 4/3. — L. Brüninghaus.

La série de Balmer de l'hydrogène et la théorie des spectres de raies. — **Birge** (R.-T.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 508-509]. — Les résultats expérimentaux de Merton contrôlent quantitativement la théorie de Bohr.

L. Brüninghaus.

La série de Balmer et l'explication théorique par les quanta des spectres de raies. — **Birge** (R.-T.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 589-607]. — L'auteur a comparé les plus récentes déterminations des raies de la série de Balmer au point de vue des longueurs d'onde et des intensités avec les prévisions de la théorie de Bohr complétée par les travaux de Sommerfeld, de Bohr lui-même et de Kramers. Il montre le bon accord qui existe entre ces prévisions et l'expérience et donne pour valeur la plus probable de la constante de Rydberg (pour l'hydrogène)

$$R = 109\,677{,}7 \pm 0{,}2$$

Il discute en terminant les observations faites par Merton et Nicholson sur des mélanges d'hydrogène et d'hélium à pression relativement élevée.

L. de Broglie.

Sur la série de Balmer de l'hydrogène (deuxième mémoire). — **Gehrcke** (E.) **et Lau** (E.) [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 388-394]. — Les raies de la série de Balmer émises par la colonne positive d'un tube refroidi dans l'air liquide sont décomposées par une lame de Lummer et Gehrcke dédoublant très nettement les raies H_α, H_β et H_γ. Les photographies n'ont pas été mesurées directement, mais par des mesures microphotométriques faites à Hambourg par MM. Koch et Schrader. Les raies sont toutes doubles, chaque composante paraissant simple. — Soit $\Delta\lambda$ l'écart des composantes en angströms, $\Delta\nu$ leur écart en nombre d'ondes, $\delta\lambda$ leur demi-largeur en angströms, θ la température centigrade calculée d'après $\delta\lambda$:

	H_α	H_β	H_γ
$\Delta\lambda$	0,126	0,712	0,0557
$\Delta\nu.10^{-9}$	8,78	8,90	8,85
$\delta\lambda$	0,031	0,024	0,018
θ	— 97°	— 82°	— 120°

Les auteurs avaient trouvé précédemment à 50° C les écarts

$$\Delta\nu.10^{-9} : \quad 8{,}69 - 8{,}78 - 8{,}74.$$

Il y a double contradiction avec la théorie de Sommerfeld : l'écart est le même pour les trois raies et il est plus petit, même pour H_α, que ne l'indique la théorie (10,95). Les composantes sont bien symétriques et ne laissent pas soupçonner l'existence d'autres composantes secondaires.

Ces raies ont été observées, plus diffuses, dans la lumière cathodique et les rayons canaux. — R. Fortrat.

Les variations de la structure fine de la série de Balmer. — **Gehrcke (E.) et Lau (E.)** [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 556-557]. — La série de Balmer est une série de doublets. Le rapport d'intensité des deux composantes du doublet est-il invariable ? Les auteurs ont trouvé une variation très notable (jusqu'à 50 p. 100, pour H_α) quand on fait varier la pression de 0,1 mm à 0,01 mm de mercure. La variation paraît s'atténuer pour les termes élevés de la série. La longueur de l'espace lumineux dans le tube influe aussi sur les intensités relatives. La diminution de pression augmente l'intensité relative de la composante la plus courte du doublet ; ceci est à rapprocher du fait que la diminution de pression augmente aussi l'intensité des termes élevés de la série relativement à H_α.

Les auteurs trouvent toujours pour le doublet une valeur de 25 p. 100 plus petite que celle prévue par Sommerfeld. — L. de Broglie.

Recherches spectroscopiques sur l'étincelle dans une atmosphère d'hydrogène. — **Polvani (G.)** [*Nuov. Cim.*, **22** (1921), 323-342]. — Utilisant un dispositif déjà décrit [*Nuov. Cim.*, **20** (1920), 119-184] pour l'air, l'auteur étudie tout d'abord comment varie dans le temps le spectre d'étincelle de l'hydrogène en se servant soit des décharges oscillantes, soit des décharges continues brusques. Contrairement à ce qui se passe pour l'air, ces raies d'hydrogène sont très larges et persistent jusqu'à la fin des décharges oscillantes. Leur élargissement ne paraît guère attribuable à l'effet Stark ; quant à leur persistance, elle tiendrait à ce que l'émission aurait deux origines distinctes : l'une comparable à celle des raies de l'air, l'autre à celle des raies de vapeurs métalliques. — R. Chevallier.

Spectres de l'hydrogène émis par de longs tubes à vide. — **Wood (R.-W.)** [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 729-745]. — Ce travail pourrait être qualifié de travail d'exploration. On fournit des résultats curieux et intéressants, mais que l'on ne sait encore expliquer avec certitude. L'auteur a observé que dans un tube à vide long (2 mètres), et contenant de l'hydrogène avec une trace d'eau, le milieu émet la série de Balmer et très faiblement le spectre secondaire, les bouts émettent les deux spectres à peu près également. La mise en marche du tube donne lieu à une lueur médiane initiale très brillante et de courte durée, qui donne le spectre secondaire. Il se pourrait que le lancement du courant commence à séparer les molécules d'hydrogène en atomes, avec émission du spectre secondaire (dû aux molécules), que l'état de régime corresponde à des atomes d'hydrogène (émissifs de la série de Balmer) presque seuls dans la région médiane du tube. Mais on ne comprend alors pas très bien pourquoi une trace de vapeur d'eau se montre nécessaire. — L. Brüninghaus.

Sur le spectre de l'hydrogène. — **Merton (T.-R.) et Barratt (S.)** [*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **222** (1922), 369-400]. — Ce mémoire comprend l'exposé des travaux récents des auteurs sur le second spectre de l'hydrogène et une importante introduction relative aux nombreuses recherches antérieures.

1° *Introduction.* Le spectre de raies de l'hydrogène se compose : 1° de la série de Balmer ; 2° du spectre complexe formé de raies très nombreuses connu sous le nom de spectre secondaire. Les intensités relatives de ces deux spectres varient considérablement avec la pureté du gaz et les conditions d'excitation. Le spectre secondaire est émis seulement quand une grande masse de gaz est présente ; son intensité relative est fortement réduite par la présence d'impuretés ; il apparaît dans des conditions d'excitation moins énergiques que le spectre de Balmer qui est émis seul par les tubes excités par de puissantes décharges condensées.

MM. Merton et Barratt ont déterminé la longueur d'onde d'un grand nombre de raies du spectre secondaire; en vue d'obtenir une classification rationnelle de ces raies, ils ont recherché les variations d'intensité relative sous différentes influences (variations d'excitation électrique, de pression, admission d'hélium) et ont rapproché leurs résultats de ceux obtenus antérieurement par d'autres expérimentateurs. Enfin, ils ont déterminé, par une méthode nouvelle, la largeur d'un certain nombre de raies du spectre secondaire.

2° *Mesures de longueurs d'onde.* Elles s'étendent de 6 560 à 3 375 Å et ont été faites au moyen d'un réseau concave d'Anderson, de 20 000 traits au pouce, de 120 cm de rayon, donnant une dispersion de 10 Å par mm. Les résultats s'accordent convenablement avec ceux de Watson ; plusieurs centaines de raies nouvelles ont d'ailleurs été mesurées, principalement dans le vert.

3° *Classification des raies.* Les tables placées à la fin du mémoire contiennent environ 1 100 raies.

Dans les régions rouge et jaune, les raies qui présentent l'effet Zeeman sont renforcées pour une pression élevée (supérieure à 50 mm de Hg) ou en présence d'hélium ; elles deviennent également plus intenses dans la décharge condensée.

Les raies de Fulcher sont renforcées à basse pression (fluorescence verte sur les parois) et affaiblies par la décharge condensée. Il en est ainsi, en général, de toutes les raies renforcées à basse pression. Par contre, les raies renforcées à pression élevée le sont également par la décharge condensée et les raies qui deviennent plus intenses dans la décharge condensée sont aussi renforcées par admission d'hélium. Les règles précédentes ont de nombreuses exceptions (les raies exceptionnelles sont peut-être des doublets non résolus).

Un certain nombre de raies (4 185,4 ; 4 123,9 ; 4 021,7 ; 3 927,3 et 3 846,0 Å), pour lesquelles l'effet Stark a été observé, ne sont pas visibles sur les clichés. Si ces raies appartiennent réellement à l'hydrogène, elles doivent n'apparaître que dans les champs intenses utilisés dans la recherche de l'effet Stark.

L'étude comparative du spectre solaire et du spectre secondaire montre que ce dernier n'existe probablement pas dans le spectre solaire.

4° *Largeur des raies.* Les auteurs ont imaginé une méthode nouvelle qu'ils estiment préférable à la méthode interférentielle et qui est applicable à tout spectroscope suffisamment dispersif. Ils ont utilisé un échelon formé de 35 lames de 15 mm d'épaisseur. La raie étudiée est photographiée sur la même plaque (même temps de pose et conditions d'excitation identiques), le réseau étant d'abord dans la position d'ordre double, puis dans la position d'ordre simple. La largeur de la raie est déduite des constantes du réseau et de la largeur apparente des images obtenues dans les deux positions. La température des parois du tube est déterminée au moyen de témoins constitués par des parcelles de substances organiques de point de fusion connu placées sur le tube. La température du gaz est calculée en supposant que les échanges de chaleur se font uniquement par rayonnement, au moyen de la relation : $T^4_{gaz} - T^4_{tube} = T^4_{tube} - T^4_{salle}$. Trois raies du spectre et une raie de l'hélium ont été ainsi étudiées.

Il semble probable que l'émission de la totalité du spectre secondaire est due à la molécule d'hydrogène.

5° *Séparation des gaz dans les tubes à vide.* L'un des auteurs [*Proc. Roy. Soc.*, **98** (1920), 255] a observé que lorsqu'un tube, contenant de l'hélium sous une pression relativement élevée et une petite quantité d'hydrogène, est excité par la décharge non condensée, les raies de l'hélium et de l'hydrogène sont émises avec

une intensité uniforme par la partie capillaire du tube. En introduisant un condensateur et un éclateur dans le circuit, les raies de l'hydrogène deviennent beaucoup plus faibles au centre de la partie capillaire qu'aux deux extrémités ; en supprimant le condensateur, elles reparaissent avec une intensité croissant graduellement depuis les extrémités jusqu'au centre, pendant un temps considérable dépendant de la quantité d'hydrogène présente et de la pression d'hélium.

Ces phénomènes ont été observés de nouveau avec un tube renfermant de l'hélium sous une pression de 56 mm de Hg et une petite quantité d'hydrogène. L'émission des raies du mercure (présent également en quantité très faible) se produit d'une manière exactement opposée à celle des raies de l'hydrogène ; il en est de même pour d'autres raies d'impuretés (S, O, etc.). En général, les raies des éléments lourds apparaissent, au moment de la suppression du condensateur, dans la partie centrale de la région capillaire.

Les résultats précédents peuvent être attribués à une séparation partielle des gaz sous l'influence de la décharge condensée.

6° *Impuretés dans les tubes à vide.* L'intensité relative des raies et des bandes dues aux impuretés est considérablement accrue par la présence de l'hélium sous une pression suffisante (de l'ordre de quelques cm). Cette influence est particulièrement remarquable pour le spectre de bandes de l'oxyde de carbone sous basse pression, découvert par Fowler (spectre de la comète Morehouse). L'émission de ce spectre est facilement obtenue au moyen de tubes renfermant de l'hélium sous une pression de 15 à 50 mm de mercure. — G. Déjardin.

Vitesses minima des électrons associées à l'excitation des spectres de l'hélium. — Davies (A.-C.) [*Proc. Roy. Soc.*, **100** (1922), 599-620]. — Le spectre de l'hélium comprend : 1° les deux systèmes de séries de l'orthohélium et du parhélium, attribués aux déplacements d'un électron à l'intérieur de l'atome neutre ; 2° le spectre d'étincelle, attribué à l'atome ionisé ; 3° le spectre des bandes, attribué par Lenz et Sommerfeld aux modifications de molécules He^2 préalablement formées par combinaison d'atomes anormaux, excités électriquement.

Les récents travaux de Franck et Knipping et d'Horton et Miss Davies ont mis en évidence plusieurs vitesses critiques des électrons dans l'hélium. On connaît pour ce gaz deux potentiels de résonance : 20,4 et 21,2 volts, qu'on fait correspondre aux deux modèles atomiques proposés par Landé (la série d'orbites associée aux séries de l'orthohélium est supposée dans le même plan que l'orbite de l'électron stationnaire, tandis que la série d'orbites associée au système du parhélium est supposée dans un plan perpendiculaire à cette orbite). On connaît, d'autre part, plusieurs potentiels d'ionisation : 25,2 volts (arrachement d'un électron à l'atome neutre), 80 volts environ (arrachement des deux électrons) et 55 volts environ (arrachement du second électron à l'ion positif provenant d'une collision antérieure). Les différences $25,2 - 20,4 = 4,8$ volts et $25,2 - 21,2 = 4$ volts correspondent très sensiblement aux fréquences limites des séries principales de l'orthohélium et du parhélium, ce qui indique que les orbites initiales associées à ces séries sont précisément celles sur lesquelles l'électron optique est amené quand l'atome est soumis aux collisions correspondant respectivement à 20,4 et 21,2 volts.

En vue d'apporter quelque précision dans cette question assez confuse, Miss Davies a recherché les conditions d'excitation des spectres de l'hélium dans différentes conditions de pression et de densité de courant. L'un des appareils utilisés, du type courant à trois électrodes (filament de platine recouvert de chaux, grille

et plaque réunies constituant une anode unique) a déjà été employé pour une étude analogue relative au néon [Horton et Davies, *Phil. Mag.*, 42 (1921), 746]. Un autre appareil à filament de tungstène, destiné à obtenir des arcs sous basses tensions, comporte une anode sphérique qui peut être déplacée à l'intérieur du tube de manière à faire varier la distance des électrodes. Le gaz utilisé a été soigneusement purifié et les gaz occlus éliminés par le procédé habituel. Les radiations émises sont analysées au moyen d'un spectromètre de Hilger (observations visuelles et photographiques). La différence de potentiel appliquée est fournie par une batterie d'accumulateurs et un potentiomètre ; le courant produit par les électrons est mesuré au moyen d'un milliampèremètre.

1° *Excitation des séries de l'orthohélium et du parhélium.* — Pour une émission électronique modérée, la pression du gaz étant inférieure à 1 mm de mercure les raies apparaissent sous un potentiel accélérateur égal ou supérieur à 25,2 volts ; si l'on abaisse ensuite le potentiel, elles disparaissent vers cette même limite.

Pour un flux d'électrons intense et une pression de l'ordre de 10 mm les raies apparaissent vers 20,4 volts ou pour un potentiel compris entre 20,4 volts et 25,2 volts ; l'émission des raies peut ensuite être maintenue au-dessous de 20, 4 volts (jusqu'à 13 volts).

Dans des conditions intermédiaires, les raies apparaissent à 25,2 volts et disparaissent entre 20,4 et 25,2 volts.

Dans tous les cas, les raies des deux systèmes de séries apparaissent simultanément pour un même potentiel accélérateur des électrons (les très faibles différences observées pour les raies 5016 et 5876 Å doivent être attribuées à la grande intensité relative de ces radiations dans le spectre visible de l'hélium). L'excitation par choc électronique des raies observées nécessite, d'après la relation : $eV = h\nu$, un potentiel supérieur à 23 volts ; puisque, dans certaines conditions, ces raies sont excitées dès 20,4 volts, il faut admettre que l'ionisation est produite alors par des chocs répétés. L'apparition des raies est accompagnée d'une discontinuité importante de la courbe du courant (neutralisation de la charge d'espace des électrons par les ions formés).

2° *Excitation de la raie d'étincelle 4686.* — Les expériences indiquent trois limites distinctes pour le potentiel d'excitation de cette raie : 80,0, 54,2 et 50,8 volts. La première valeur est observée pour une pression de 1 ou 2 mm de mercure ; la seconde pour une pression légèrement supérieure et un flux d'électrons intense. La pression étant beaucoup plus élevée (jusqu'à 36 mm) et le courant suffisant, la raie 4686 est émise sous un potentiel inférieur à 54,2 volts, la limite inférieure atteinte étant 50,8 volts.

3° *Excitation du spectre de bandes.* — L'émission du spectre de bandes est accompagnée d'une discontinuité du courant pour un potentiel supérieur à celui de la première discontinuité relative à l'émission des raies de séries. L'écart entre ces deux potentiels dépend de la pression et de l'intensité de flux d'électrons ; pour les plus hautes pressions atteintes (25 à 36 mm), il s'annule et le spectre de bandes apparaît, en même temps que les systèmes de séries, sous un potentiel de 20,4 volts. L'émission du spectre de bandes, comme celle des raies, peut être maintenue, une fois excitée, sous des potentiels très inférieurs à 20,4 volts.

Le spectre de bandes n'est jamais obtenu séparément, bien que pour des pressions élevées, il soit relativement plus intense, par rapport aux raies de séries, qu'aux basses pressions. Ces faits sont en accord avec l'hypothèse que ce spectre est émis par des molécules résultant de la combinaison d'atomes anormaux.

G. Déjardin.

Température et spectre de bandes. — **Steubing** (W.) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 507-511]. — On peut se demander si, lors de l'élévation de température, les molécules restent rigides jusqu'à leur dissociation, ce qui ne permettrait pas d'autre modification du spectre de bandes qu'une diminution d'intensité correspondant à la diminution du nombre de molécules non dissociées, ou si au contraire elles se déforment progressivement, ce qui devrait se traduire par des modifications du spectre. L'auteur a étudié, depuis la température ordinaire jusqu'à 450° C, le spectre de bandes de la vapeur d'iode, produit entre électrodes de charbon par le courant continu fourni par une machine à haute tension (4800 volts), en évitant les décharges discontinues qui produiraient le spectre de raies. Le tube était placé dans un petit four électrique étudié pour donner à son intérieur une température uniforme, que l'on mesurait par un couple fer-constantan ; le fil de chauffage était enroulé de façon à ne produire aucun champ magnétique.

Le spectre se compose d'un spectre de bandes allant du rouge au vert, identique au spectre de fluorescence, et d'un spectre continu commençant dans le bleu-vert et se poursuivant dans l'ultra-violet. Quand la température augmente, l'intensité du spectre de bandes diminue, d'abord dans le vert, puis dans tout le spectre, et à 450° C il ne reste plus que la partie rouge-orangé. Mais l'intensité de certaines des raies de ce spectre diminue beaucoup moins, et elles paraissent d'autant plus intenses que les autres s'effacent davantage ; il n'a d'ailleurs pas été possible de trouver une loi quelconque pour représenter la position de ces raies privilégiées dans le spectre de bandes. En ce qui concerne le spectre continu, qui n'a aucun rapport avec la molécule d'iode, son intensité augmente à mesure que la dissociation croît, mais on n'a observé, du moins dans le spectre visible, aucun changement dans sa constitution, ni aucun déplacement de l'arête qui le limite vers les grandes longueurs d'onde. — G. Bruhat.

La structure du spectre de bandes de l'hélium. — **Curtis** (W.-E.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 38-64]. — Trois bandes à 6400, 4546 et 5730 Å, sont mesurées et reproduites. Leur structure s'éclaire d'une façon surprenante à l'aide de la théorie de Schwarzschild. Il y a pourtant quelques anomalies : dans les deux premières bandes, il y a 4 suites de raies au lieu de 3; la dernière comprend 6 suites comme s'il y avait superposition de deux bandes de même origine .

L'intervalle de deux raies consécutives est exceptionnellement grand, conformément à la petitesse du moment d'inertie [$1,8.10^{-4}$ C.G.S.]. La faible étendue des bandes semble indiquer que la molécule d'hélium est très instable et ne peut prendre une rotation rapide. La nécessité d'ajouter à la forme quadratique un terme de degré plus élevé si l'on veut représenter toutes les fréquences par une seule formule révélerait une déformation notable de la molécule précédant la rupture par la force centrifuge. — R. Fortrat.

Structure des spectres de bandes. — **Kratzer** (A.) [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 127-153]. — La théorie des quanta explique la structure de certaines bandes par la superposition du saut d'un électron et de la variation par unités de quanta de l'énergie de rotation de la molécule. L'arête perd son rôle caractéristique qui n'est qu'apparent, la bande est caractérisée par la raie initiale, c'est-à-dire la raie qui correspond à une énergie de rotation nulle après l'émission. Mais cette théorie ne rend pas compte des complexes de bandes si fréquents.

Si l'on suppose que les noyaux formant une molécule diatomique s'attirent suivant une loi fonction de la distance et peuvent vibrer l'un par rapport à l'autre en obéissant aux principes généraux de la théorie des quanta, on obtient pour les fré-

quences de la raie initiale une formule à 2 paramètres, identique à celle que Deslandres a trouvée empiriquement pour les têtes de bandes :

$$\nu = \nu_0 + am + a'n + bm^2 + b'n^2.$$

Toutefois, la formule se vérifie beaucoup mieux sur les raies initiales et la théorie donne une interprétation aux faits expérimentaux. Les quanta d'oscillation peuvent varier de plusieurs unités à chaque émission. Toutes les bandes d'un complexe correspondent au saut d'un même nombre de quanta de l'énergie d'oscillation, le nombre des quanta d'oscillation, au début ou à la fin de l'émission variant d'une bande à l'autre du même complexe.

Les bandes telluriques de l'oxygène ne forment pas de complexes. Leur production (absorption) a toujours lieu à partir d'un même état initial, la variation du nombre des quanta d'oscillation pendant l'émission variant de l'une à l'autre. Les bandes de l'oxygène de Runge et Grotrian correspondent aussi à un même état initial (émission !) ; leur excitation commence par donner à toutes les molécules actives une même configuration électronique et un même état vibratoire d'où elles passent à des états différents.

Les bandes de l'azote et celles dites du cyanogène forment toutes des complexes. Les formules à deux paramètres qui donnent les positions des raies initiales ont deux à deux des termes communs, preuve nouvelle et décisive de leur communauté d'origine.

La théorie conduit à des relations intéressantes et assez bien vérifiées entre les coefficients des formules. Elle montre que les formules quadratiques ne sont qu'une approximation et pour les bandes du cyanogène elle montre, conformément à l'expérience, que les écarts deviennent notables à partir du 40e terme.

Le principe de combinaison peut s'appliquer aussi aux bandes. Il peut être d'un grand secours pour débrouiller des parties compliquées à l'aide d'autres déjà explorées, en particulier pour découvrir la raie initiale et le bon numérotage des raies. — R. Fortrat.

Sur un nouveau spectre de bandes de l'oxygène. — **Runge (C.)** [*Physica*, **1** (1921), 254-261]. — Les nouvelles bandes sont émises par un arc à courant continu et à haute tension brûlant dans l'oxygène. Elles s'étendent de 2 200 à 4 900 Å. Vers le milieu, de 2 980 à 3 900 Å, la régularité de distribution des raies apparaît à première vue.

Chaque bande est constituée de deux suites de raies dont les fréquences peuvent être représentées par une même formule

$$f(n) = a + bn + cn^2,$$

où n prend des valeurs positives entières et des valeurs négatives non entières mais différant peu de nombres entiers. En choisissant convenablement les premiers numéros, on peut représenter 7 bandes par les formules suivantes (p est un nombre entier quelconque) :

1) $33\,518{,}07 + 4{,}152\,n - 1{,}815\,n^2 \qquad n = \begin{cases} +p \\ -p - 0{,}5 \end{cases}$

2) $32\,214{,}07 + 4{,}139\,n - 1{,}751\,n^2 \qquad n = \begin{cases} +p \\ -p - 0{,}487 \end{cases}$

3) $30\,931{,}75 + 3{,}974\,n - 1{,}681\,n^2 \qquad n = \begin{cases} +p \\ -p - 0{,}554 \end{cases}$

4) $29\ 673,19 + 3,990\ n - 1,623\ n^2 \qquad n = \begin{cases} + p \\ - p - 0,542 \end{cases}$

5) $28\ 436,65 + 3,980\ n - 1,560\ n^2 \qquad n = \begin{cases} + p \\ - p - 0,520 \end{cases}$

6) $27\ 223,74 + 3,980\ n - 1,505\ n^2 \qquad n = \begin{cases} + p \\ - p - 0,516 \end{cases}$

7) $26\ 034,55 + 3,824\ n - 1,431\ n^2 \qquad n = \begin{cases} + p \\ - p - 0,583. \end{cases}$

Certaines raies du début peuvent manquer, ainsi dans la bande (5) les premières raies ont les numéros + 2 et — 2,52. En appelant tête de bande la fréquence $f(0)$, on constate que celles-ci forment une suite :

$$f(m) = 29\ 672,90 - 1247,368\ m + 11,49\ m^2$$

où

$$m = -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3.$$

R. Fortrat.

Potentiels critiques et spectres de bandes de l'azote. — **Bloch** (**L.** et **E.**) [*C.R.*, **173** (1921), 225]. — Les auteurs ont perfectionné le procédé d'étude des potentiels de bandes précédemment utilisé par eux [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 47 D], en remplaçant la lampe à trois électrodes par une lampe spécialement construite, à rodages et à fenêtre de sortie des rayons constituée par une lentille de fluorine (qui forme, sur la fente du spectroscope, l'image de la région centrale). Ils ont pu vérifier avec précision que le spectre de bandes négatif de l'azote n'apparaît que sous un potentiel (environ 21,5 volts) très supérieur au potentiel d'excitation du spectre positif (environ 12 volts). Ils attribuent le spectre de bandes positif à la molécule neutre Az^2, et le spectre de bandes négatif à la molécule chargée positivement $Az^{2}+$. — J. Villey.

Formules pour les bandes de cyanogène. — **Kratzer** (**A.**) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 552-555]. — L'auteur montre que les formules de sa théorie des bandes d'absorption suffisent à représenter tous les détails des bandes du cyanogène.

Discussion. — L. de Broglie.

Sur les combinaisons dans les spectres de bandes. — **Hulthen** [*C. R.*, **173** (1921), 524]. — Vérifications de relations entre les différences de fréquences des raies d'un spectre de bandes, déduites de la formule générale donnée par Deslandres pour ces fréquences. — J. Villey.

Différences d'intensité dans l'arc et dans le four électrique entre les séries composantes des spectres de bandes. — **King** (**A.-A.**) [*Astroph. Journ.*, **53** (1921), 161-164]. — King a photographié dans le troisième ordre du spectrographe de 30 pieds du Mont Wilson les bandes du cyanogène 3 883 Å et 4 216 Å et la bande de Swan 5 165 Å.

En comparant les bandes du cyanogène produites dans l'arc électrique à celles que l'on obtient dans le four électrique à des températures comprises entre 2350° et 2700° C, il a trouvé que dans l'arc la série de raies simples, appelée série A_1 par Uhler et Patterson, est plus faible que la série de doublets A_2 qui l'accompagne, tandis que dans le four c'est la série A_1 qui est prédominante. Il a trouvé de plus que, dans le four, ces bandes s'enrichissent de plusieurs doublets absents dans l'arc.

Dans la bande de Swan 5 165 Å, la série des triplets est renforcée par rapport à la série adjacente des doublets, quand le spectre est produit dans le four électrique.

Les raies de ces différentes séries ne font donc pas partie de la même classe et peuvent être affectées différemment par la pression. — F. Croze.

Sur la structure de la seconde bande du cyanogène. — **Okubo (J.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **11** (1922), 55-86]. L'auteur a refait l'étude de la seconde bande du cyanogène avec un soin particulier. Il décrit les précautions expérimentales qu'il a prises (réseau concave de Rowland, pureté des charbons de l'arc, choix des plaques photographiques).

Il donne le tableau complet des raies qu'il a enregistrées.

Au moyen d'un calcul, dont il donne le détail, il a déterminé 3 séries de raies, dont la première part de la première tête, les deux autres de la seconde.

Il a séparé en doublets un grand nombre de raies décrites, jusqu'à présent, comme raies simples. — H. Weiss.

Considérations théoriques sur le spectre du néon. — **Broughall (L.-St.-C.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 204-214]. — D'après Bohr, un électron, tournant autour d'un noyau atomique, ne rayonne de l'énergie que lorsqu'il passe d'une couche d'électrons à une autre. L'article actuel a pour but de calculer les variations d'énergie — et par suite les fréquences d'émission — pour un atome de néon à 10 électrons disposés, d'après Langmuir, 8 aux sommets d'un cube, 2 sur deux faces opposées de ce cube. Les calculs donnent entre 3 272 Å et 8 966 Å, 40 raies alors qu'il y en a réellement un bien plus grand nombre ; il faut donc admettre que les atomes ionisés interviennent dans la formation du spectre.

Or, si l'on applique à un atome ionisé dont le noyau contiendra, non plus 10 charges, mais moins de 10, les mêmes calculs que plus haut, on trouve que les fréquences des raies émises par cet atome sont plus faibles que celles dues au même atome neutre. Par suite, il y aura beaucoup plus de raies dans les régions rouge et orange du spectre. C'est bien ce qui a lieu dans la réalité pour le néon.

Quand à savoir si les raies calculées correspondent avec les raies réelles, c'est ce que, volontairement, l'auteur ne fait point, jugeant cette comparaison « inutile » et « propre à fausser les idées » (*deleterious*) (p. 212). — A. Foch.

Excitation des spectres de l'argon par des électrons lents. — **Déjardin (G.)** [*C. R.*, **172** (1921), 1482]. — L'argon sensiblement pur est enfermé sous une pression de 0,10 mm dans une lampe à trois électrodes du modèle moyen de la télégraphie militaire ; on établit une différence de potentiel croissante entre l'anode, constituée par la plaque et la grille réunies, et l'extrémité négative du filament. La luminosité apparaît au-dessus de 16 volts, mais jusqu'à 33 volts on a exclusivement les raies du spectre rouge ; au-dessus de 34 volts le spectre bleu apparaît, et plus précisément les raies « bivalentes » de Stark vers 35 volts, et les raies « trivalentes » seulement au-dessus de 40 volts. — J. Villey.

Mesures interférentielles dans les spectres de l'argon, du krypton et du xénon. — **Meggers (W.-F.)** [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1921), 193-202]. — Les spectres des gaz inertes renferment de fortes raies simples et remarquablement fines constituant d'excellents étalons secondaires de longueur d'onde. Le présent mémoire, qui fait suite à des mémoires antérieurs relatifs au néon et à l'hélium, contient les longueurs d'onde de 50 raies de l'argon (entre 3 948 et 8 521 Å), 18 raies du krypton (entre 4 273 et 7 601 Å.), et 12 raies du xénon (entre 4 500 et 4 923 Å.).

Ces raies ont été comparées à l'étalon primaire international (radiation rouge du cadmium) par la méthode interférentielle de MM. Fabry et Pérot. Les résultats, qui sont en excellent accord avec les valeurs obtenues par d'autres expérimentateurs, semblent exacts à 0,001 Å près. Les différences de fréquences, constantes aux erreurs d'expériences près, obtenues dans les spectres de l'argon et du krypton, confirment l'exactitude du principe de Ritz. — G. Déjardin.

Etalons de longueurs d'onde et différences de fréquence constantes dans les spectres des gaz inertes. — Meggers (W.-F.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 160-161]. — On sait que les spectres des gaz inertes consistent en raies nettes très monochromatiques : les plus lourds de ces gaz fournissent des raies qui constituent certainement les régions les plus étroites aujourd'hui connues des spectres d'émission. Ceci les rend susceptibles de fournir une précision extrême dans la comparaison des longueurs d'onde à l'interféromètre. D'où leur emploi indiqué comme étalons de longueurs d'onde, ou même comme étalons fondamentaux de longueur. Le *Bureau of Standards* a, de temps en temps, soigneusement comparé les longueurs d'onde des raies spectrales des gaz inertes avec la longueur d'onde de la radiation rouge du cadmium, qui est l'étalon international primaire de longueur d'onde. Toutes ces déterminations ont été faites par la méthode interférométrique bien connue, créée par Fabry et Pérot. Les longueurs d'onde sont ainsi obtenues avec une précision supérieure au millionième.

A la lumière de ces mesures très exactes, il était intéressant de rechercher l'existence dans ces spectres de différences constantes de fréquences (ou ce qui revient au même, de nombre d'ondes au centimètre). On a observé dans le cas du néon que 37 des raies étalons étaient associées en quadruplets à différences de fréquence constantes et conduisant aux relations de fréquence suivantes entre les membres des quadruplets :

$$\nu_2 = \nu_1 + 1070{,}077$$
$$\nu_3 = \nu_2 + 359{,}956$$
$$\nu_4 = \nu_3 + 417{,}449.$$

Des quadruplets analogues existent dans le spectre de l'argon, dont 28 raies étalons sont très exactement représentées par les formules :

$$\nu_2 = \nu_1 + 846{,}162$$
$$\nu_3 = \nu_2 + 803{,}075$$
$$\nu_4 = \nu_3 + 606{,}837.$$

Huit des raies étalons du krypton forment des doublets dont la différence de fréquence moyenne est égale à 945,028. — L. Brüninghaus.

Renversement des raies du sodium. — Kofoed (J.) [*Fys. Tids.*, 19 (1921), 134-138]. — Montage simple permettant de montrer le renversement des raies du sodium, à l'aide d'une lampe à arc dont les charbons sont à angle droit. L'anode, beaucoup plus mince que la cathode, est recouverte d'une petite bande d'amiante couverte de NaCl. La fente est placée entre l'arc et le condenseur, la flamme sodée absorbante est entre le condenseur et le prisme. — F. Wolfers.

Influence de la pression d'un gaz étranger sur les raies D. — Minkowski (R.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 69-73]. — La théorie électromagnétique classique montre que l'absorption dans une raie, la dispersion anomale et la rotation magnétique peuvent se représenter par des formules où n'interviennent que deux

constantes : le nombre N d'électrons absorbants par unité de volume et la constante d'amortissement.

Les mesures d'absorption et de pouvoir rotatoire magnétique faites jusqu'alors sur la vapeur de Na n'avaient pas fourni de valeurs concordantes pour N, mais ce fait pouvait tenir à ce que les conditions de pression et de températures étaient différentes.

L'auteur a repris les mesures de la rotation magnétique sur les raies D. Les mesures faites d'abord en l'absence de gaz étranger se sont trouvées en excellent accord avec les mesures antérieures, elles ont fourni en particulier pour la raie D_2 des valeurs de N 2 fois plus grandes que pour D_1. Les mêmes mesures faites en présence d'azote (pression 115 mm de Hg) ont donné des valeurs de N un peu plus faibles qu'en l'absence de gaz (1); ces valeurs sont toutefois telles que l'on a à chaque température

$$\frac{N_{D_2}}{N_{D_1}} = 2.$$

L'étude photométrique des raies D a confirmé le fait déjà connu que l'addition d'un gaz étranger produit sur ces raies un élargissement dissymétrique, notablement plus grand vers le rouge que vers le violet.

Les mesures d'absorption ou de rotation magnétique fournissant le nombre N d'électrons absorbants par cm^3, c'est-à-dire des valeurs proportionnelles au nombre n d'atomes par cm^3, doivent permettre de mesurer optiquement la pression de la vapeur. L'auteur a vérifié que dans un mélange de vapeurs de Na et K il est possible de mesurer par ce procédé la pression partielle de la vapeur de Na ; à toutes les températures utilisées la valeur p fournie par la méthode optique est proportionnelle à la valeur p' mesurée directement ; ces deux valeurs sont telles que

$$\frac{p}{p'} = \frac{N}{n} = 0,62.$$

G. Ribaud.

Le spectre d'absorption de la vapeur de potassium. — **Datta** (S.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 539-547]. — 1. La série principale $1s - mp$ du potassium ($1s = 35\,008{,}48$) a été retrouvée par l'auteur dans le spectre d'absorption jusqu'à la valeur $m = 42$. L'accord entre les fréquences calculées et les fréquences mesurées est excellent, sauf pour les toutes dernières ($m > 37$). Cette différence tient vraisemblablement à ce que les électrons donnant ces raies appartiennent aux orbites extérieures de l'atome et peuvent, par suite, dans les chocs interatomiques, recevoir un supplément d'énergie, insuffisant pour leur faire quitter l'atome, mais augmentant cependant l'énergie radiée, ce qui se traduit, comme on sait, par un élargissement des raies et le déplacement corrélatif du côté le plus réfrangible.

2. Des raies d'absorption n'appartenant pas à la série principale ont été trouvées à des pressions assez élevées (20 mm de Hg). Ces raies semblent n'avoir aucune relation avec les raies connues du spectre d'émission.

3. Les raies $1s - 2d$ et $1s - 3d$ sont aussi absorbées; la première apparaît comme une paire de raies, ce qui semble confirmer que les raies diffuses possèdent un satellite. Le fait que les raies contenant des termes $1s$ apparaissent très facilement semble indiquer que l'orbite correspondante est celle de l'électron dans l'atome à l'état normal. — A. Foch.

(1) Une critique est à faire à ces mesures : l'auteur ne s'est assuré à aucun moment que la pression de la vapeur de Na en présence d'un gaz étranger est la même qu'en l'absence de gaz.

Sur la radiation continue trouvée dans quelques spectres célestes en dehors de la limite de la série de Balmer de l'hydrogène. — Wright (W.-H.) [*Nat.*, **109** (1922), 810-812]. — Le spectre continu trouvé dans certains corps célestes (soleil et autres) du côté violet de la série de Balmer de l'hydrogène est, comme l'a suggéré Evershed, presque certainement dû à l'hydrogène. L'intérêt de ce spectre est grand, tant au point de vue théorique que dans ses rapports avec l'astronomie.

On peut l'expliquer, sur la base de la théorie de Bohr. — L. Brüninghaus.

Une exception au principe de sélection dans les spectres. — Datta (S.) [*Nat.*, **110** (1922), 39]. — Dans une récente communication, Foote, Mohler et Meggers ont décrit l'excitation d'un certain type de raies de combinaison dans un nouveau tube à décharge dans lequel le champ électrique appliqué ne peut exercer aucune influence sur la source rayonnante. Il résultait de cette expérience que l'exception observée de ce fait au principe de sélection ne pouvait être attribuée à un effet Stark résultant du champ appliqué. Pourtant, Bohr a indiqué, en réponse à cette note, que la disposition de l'appareil est de nature à permettre une accumulation d'ions dans une certaine région du tube, et que le champ qui résulte de l'existence de ces ions et d'électrons libres paraît être de l'ordre de grandeur nécessaire pour expliquer l'apparition des nouvelles raies.

Or, l'auteur de la présente note vient, au cours d'expériences sur le spectre d'absorption du potassium, d'observer dans ce spectre les raies de combinaison $1\,s - 2\,d$ ($\lambda = 4642$) et $1\,s - 3\,d$ ($\lambda = 3649$). L'existence d'électrons libres et le champ électrostatique qui en résulterait dans le tube à absorption sont ici hautement improbables et, par conséquent, cette expérience semble apporter une nouvelle preuve à la conclusion tirée de leurs recherches par les auteurs cités au début de cette analyse. — L. Brüninghaus.

Une relation entre les spectres du potassium ionisé et de l'argon. — Zeeman (P.) et Dik (W.-J.) [*Proc. Amst.*, **25** (1922), 67-80]. — D'après la théorie de Bohr, l'édifice des électrons périphériques dans l'atome ionisé d'un élément doit être analogue à celui des électrons périphériques dans l'atome non ionisé de l'élément immédiatement précédent dans la table de Mendéléeff. Sommerfeld et Kossel en ont déduit la « loi de déplacement » suivante : le spectre d'étincelle d'un élément doit être analogue au spectre d'arc de l'élément dont le nombre atomique est inférieur d'une unité. Les auteurs ont étudié le spectre d'étincelle du potassium pour le comparer au spectre d'arc de l'argon. En employant de la vapeur de potassium à faible densité et des champs électriques très rapidement variables, ils ont obtenu les raies d'étincelle et éliminé les raies d'arc; pour le classement des raies, ils ont utilisé les travaux antérieurs d'Eder et Valenta, de Schillinger, de Nelthorpe et de Mac Lennan. Le mémoire contient des répertoires de raies ainsi déterminées et aussi la nomenclature des raies d'arc de l'argon telle qu'elle résulte actuellement des travaux de Rydberg et Paulson et de Meggers. La comparaison des deux spectres montre qu'ils appartiennent tous deux à un même type : celui des spectres où les raies forment des paires à différences de fréquences constantes. Pour l'argon, on trouve 4 séries de raies dont les différences de nombres d'ondes entre raies homologues sont voisines de 846,1 ; 1649,3 et 2256,1. Pour le potassium ionisé, on a de même 4 séries et les différences de nombres d'ondes sont ici 847, 1695 et 2542, différences qui semblent bien près d'être multiples entiers de 847. Il semble qu'il doit y avoir là un fait dont la signification physique est profonde.

L. de Broglie.

Étude spectrohéliographique de l'arc à courant alternatif. — **Berthold (R.-G.)** [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, (1920), 94-96]. — L'auteur vérifie pour l'arc alternatif les résultats trouvés par Oldenburg pour l'arc continu ; il emploie le même procédé, légèrement perfectionné : l'image de la source et une plaque photographique sont déplacés synchroniquement devant les deux fentes d'un sélecteur de longueur d'onde. On peut étudier ainsi l'émission en chaque point en fonction de la phase et de la longueur d'onde. Les séries principales et les bandes des oxydes métalliques se trouvent surtout dans le cratère négatif. Les bandes du carbone et du cyanogène n'apparaissent qu'avec l'ionisation par choc. Les séries principales s'allument toujours avant le maximum de la différence de potentiel, les séries secondaires et les bandes du cyanogène longtemps après. La raie Ca. 4457 présente quelques particularités. Enfin il semble que la présence d'une vapeur dans l'arc dépende essentiellement de la conductibilité du sel utilisé pour la produire. — F. Wolfers.

Recherches spectrohéliographiques sur des arcs électriques. — **Berthold (R.-G.)** [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 178-184]. — Un certain nombre de photographies d'arcs électriques ont été faites, pour diverses radiations monochromatiques, en employant le dispositif du spectrohéliographe. On a étudié l'arc en courant continu et en courant alternatif, pour les diverses phases du courant. Un dispositif spécial a permis d'obtenir simultanément sur la même plaque, les images dues à deux raies différentes, et de comparer ainsi directement les zones d'émission de ces raies. L'emploi d'un charbon creux, à l'intérieur duquel on enfonçait plus ou moins le charbon imprégné de sel, a permis de faire des observations correspondant à un changement progressif de la concentration des vapeurs métalliques.

Deux planches reproduisent les photographies les plus typiques. Voici les principaux résultats annoncés :

Dans toutes les conditions étudiées de longueur de l'arc, d'intensité de courant et de concentration, l'émission de la raie de la deuxième série secondaire du sodium, $\lambda = 4752$ Å, a toujours lieu dans une région de l'arc plus étendue vers l'extérieur que celle de la raie de la première série secondaire, $\lambda = 4983$. Dans l'observation, en courant alternatif, des raies métalliques des séries secondaires, telles que Ca 4457, on constate, au moment de l'interruption du courant, l'apparition à l'anode d'un espace sombre à limite nette. Pour la même phase, les bandes de la deuxième espèce (bandes autres que celles du carbone et de l'azote), telles que Ca 5440, présentent au même point un maximum d'intensité.

G. Bruhat.

Étude stroboscopique du spectre de l'arc alternatif à haute fréquence. — **Polvani (G.)** [*Nuov. Cim.*, 23 (1922), 59-75]. — Expériences faites avec du courant alternatif à 6000 périodes par seconde, sous une tension de 90 volts aux bornes avec une intensité de 10 amp. Le disque stroboscopique était porté par l'axe même de l'alternateur.

Résultats qualitatifs : les variations du courant ne se font sentir qu'au voisinage des électrodes et non dans la majeure partie de la longueur de l'arc.

R. Chevallier.

L'excitation des spectres d'étincelle dans les arcs à basse tension. — **Foote (P.-D.), Meggers, (W.-F.) et Mohler (F.-L.)** [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 128-129]. — Sommerfeld a montré que l'émission des spectres d'étincelle pouvait être attribuée à l'arrachement de plusieurs électrons à l'atome normal. Les spectres d'étin-

celle des métaux alcalino-terreux doivent, s'il en est ainsi, avoir une constitution analogue à celle des spectres d'arc des métaux alcalins, ce que l'expérience vérifie. Dans cet ordre d'idées, on prévoit pour l'émission du spectre d'étincelle du magnésium, dans l'arc à basse tension, un potentiel minimum de 15 volts, valeur déduite de la fréquence limite observée. Les auteurs ont vérifié cette conséquence au moyen d'un tube à trois électrodes (filament de tungstène placé très près d'une grille métallique, anode constituée par la grille et la plaque réunies) contenant de la vapeur de magnésium sous une faible pression. Le spectre d'arc ordinaire est excité sous une différence de potentiel voisine de 8 volts, tandis que les raies d'étincelle indiquées par Fues [*Ann. der. Physik.* **63** (1920), 1] ne deviennent visibles que pour un potentiel accélérateur de 20 volts environ. Les raies d'étincelle n'apparaissent que très faiblement dans l'arc ordinaire, tel qu'il est utilisé par les spectroscopistes, même sous les différences de potentiel supérieures à 20 volts. En effet, le chemin moyen des électrons dans la vapeur est si faible que la vitesse acquise par la plupart des électrons ne peut guère dépasser 8 volts, valeur correspondant à l'ionisation simple et à l'émission du spectre d'arc. Il en est de même pour le mercure, dont le spectre d'étincelle est d'ailleurs peu connu. — G. DÉJARDIN.

Sur les conditions d'émission des raies d'étincelle par l'arc électrique. — **De Gramont** (A.) **et Hemsalech** (G.-A.) [*C. R.*, **173** (1921), 278]. — Les raies d'étincelle apparaissent dans l'arc, quand les milieux (vapeur ou gaz), interposés entre les deux électrodes sont peu ionisés et offrent par conséquent une résistance élevée : amorçage de l'arc, arc soufflé, arc retardé dans son amorçage par une goutte de liquide, électrodes refroidies à l'air liquide. — J. VILLEY.

Sur le rôle des actions électriques dans l'émission et l'apparence de certains types de raies du spectre du magnésium. — **De Gramont** (A.) **et Hemsalech** (G.-A.) [*C. R.*, **173** (1921), 505]. — Etudes sur le spectre du magnésium émis au moment de l'amorçage d'un arc à goutte d'eau entre électrodes de magnésium. La production du spectre d'étincelle s'explique bien par les valeurs très élevées du champ électrique ainsi obtenu dans la première phase d'amorçage : elles sont du même ordre que dans l'éclatement des étincelles.

J. VILLEY.

Durée d'émission des raies spectrales dans un arc qui s'éteint. — **Ramsauer** (C.) **et Wolf** (F). [*Ann. der Phys.*, 66 (1921), 373-395]. — Les auteurs ont entrepris l'étude de la disparition progressive des raies spectrales dans un arc qui s'éteint. Le charbon positif était évidé à son extrémité supérieure et portait dans cette cavité le sel du métal à étudier. On examinait avec un spectroscope à réseau de Hilger, non pas l'arc lui-même qui eût donné un spectre continu gênant, mais les vapeurs métalliques s'en échappant latéralement. L'arc étant éteint et rallumé régulièrement par un commutateur, une roue servant d'écran et tournant à vitesse constante démasquait l'arc un temps t après chaque rupture de courant et, grâce à la persistance des impressions lumineuses, l'observateur apercevait dans le spectroscope l'état spectral de la flamme un temps t après le début de l'extinction de l'arc. En faisant varier la vitesse de la roue, on faisait varier t et on pouvait ainsi étudier les diverses phases successives de la disparition des raies.

L'étude a porté sur les métaux alcalins et alcalino-terreux, le cuivre, le zinc. l'aluminium et le mercure. Le résultat essentiel de ces expériences a été le suivant : on sait depuis longtemps que l'on peut classer les raies spectrales d'après eur lieu d'émission dans les diverses zones de l'arc et que ce classement est d'ac-

cord avec la répartition des raies en séries arithmétiques quand cette répartition est possible; la méthode de MM. Ramsauer et Wolf conduit encore au même classement, les raies dont l'émission n'a lieu qu'au centre de l'arc étant les plus promptes à s'éteindre, celles qui prédominent aux contours de l'arc étant les plus persistantes. Ce parallélisme s'explique fort bien si la température est le facteur prépondérant de l'intensité des raies d'arc puisque, d'une part, la température croît vers le centre de l'arc et que, d'autre part, la flamme de vapeurs métalliques se refroidit rapidement dès que l'arc est rompu.

L'étude des métaux alcalins a donné des résultats particulièrement nets. La série principale est la plus persistante, la première série secondaire l'est moins, la deuxième moins encore. Dans chaque série, la persistance décroît quand le numéro d'ordre de la raie croît; pour une même raie, elle est fonction croissante du poids atomique. Les autres corps étudiés se comportent de manière analogue: la raie 2540 du mercure, en particulier, joue par rapport aux autres raies de ce corps le rôle de la série principale des alcalins par rapport aux séries secondaires.

Notons enfin que les diverses régions de la flamme ne s'éteignent pas simultanément. La racine de la flamme près de l'arc subsiste longtemps, mais la partie médiane s'éteint plus vite que l'extrémité, les vapeurs étant projetées par l'arc avec une grande vitesse. La durée totale d'extinction est de quelques millièmes de seconde. — L. DE BROGLIE.

Déplacements des raies spectrales par l'effet de la pression dans le spectre d'arc du calcium. — Miller (L.-F.) [*Astroph. Journ.*, **53** (1922), 224-230]. — L'arc était produit entre des électrodes de calcium distantes de 4,10 mm l'électrode négative étant taillée en pointe, tandis que l'autre, à face plane, était parcourue par un courant d'eau: il était alimenté par un courant de 4 ampères et éclatait dans une enceinte où l'on a fait varier la pression depuis 5 jusqu'à 76 cm de mercure. Le spectre était photographié dans le second ordre d'un réseau concave de 21,5 pieds.

Les déplacements, par l'effet de la pression, de 75 raies comprises entre 3150 et 6500 Å ont été mesurés. Il résulte de ces mesures que toutes les raies qui, sous l'influence d'un accroissement de pression, s'élargissent vers le violet, se déplacent vers le violet: toutes les autres se déplacent vers le rouge. Le déplacement est le même pour les différentes composantes de chaque terme d'une même série: il est toujours d'autant plus grand que le rang de ce terme est plus élevé. Les raies des séries diffuses de triplets et de raies simples se déplacent toutes vers le violet, celles de la série diffuse de doublets du calcium ionisé se déplacent vers le rouge.
F. CROZE.

Observations et expériences sur l'apparition de raies d'étincelles (raies renforcées) dans l'arc, 1re partie : plomb et étain. — Hemsalech (G.-A) et De Gramont (A.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 287-306]. — Certaines raies qui sont absentes ou faibles dans les spectres de flammes ou d'arc, prennent une grande intensité dans l'étincelle condensée. Sir Norman Lockyer qui le premier signala ce phénomène, a donné à ces lignes le nom de raies renforcées (enhanced lines) et a attribué leur production à la température très élevée de l'étincelle. Cette explication si importante pour l'interprétation des données de l'Astrophysique et pour la théorie des raies spectrales, est-elle exacte? Ne faut-il pas comme certaines observations permettraient déjà de le soupçonner, attribuer à un effet électrique plus qu'à un effet thermique, l'apparition de ces raies? Telles sont les questions auxquelles MM. Hemsalech et de Gramont nous apportent aujourd'hui la

réponse. Ils ont entrepris une série d'expériences sur la production de spectres par des arcs en s'attachant tout particulièrement à l'étude des propriétés électriques du milieu interposé entre les électrodes. Il serait trop long de décrire ici les ingénieux procédés employés pour l'étude des métaux volatils ou des corps liquides. Le résulat essentiel des recherches fut le suivant : « Si la conductibilité du milieu traversé par l'arc est grande, la tension entre les électrodes étant par suite faible, aucune raie d'étincelle ne fait son apparition ; si, au contraire, le milieu est peu conducteur et la tension élevée, les raies renforcées font leur apparition. » Employons par exemple du graphite pour constituer l'électrode non métallique, il s'échauffera peu, la résistance de l'arc restera grande et les raies renforcées apparaîtront. Employons au contraire du charbon, il deviendra très incandescent et émettra de nombreux électrons dont la présence rendra l'arc très conducteur ; il n'y aura plus de raies d'étincelles ; si on souffle doucement sur l'arc en fonctionnement, on chasse les électrons de côté, la conductibilité diminue, les raies renforcées font leur apparition ! Ainsi l'élévation de température bien loin de favoriser le spectre d'étincelle le fait disparaître ; un arc qui dans les conditions normales ne donne pas ce spectre, le donnera s'il est plongé dans l'air liquide. C'est donc à l'existence d'un champ électrique élevé que l'on doit attribuer la production des « enhanced lines », conclusion du plus haut intérêt.

Le mémoire contient une nomenclature des raies observées.

L. de Broglie.

Observations et expériences sur l'apparition de raies d'étincelles (raies renforcées) dans l'arc. 2e Partie : magnésium, zinc et cadmium. — Hemsalech (G.-A.) et De Gramont (A.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 834-871]. — Dans la première partie de ce travail précédemment analysé, MM. Hemsalech et De Gramont ont montré qu'il y avait lieu de chercher l'origine des « raies d'étincelles » dans l'action du champ électrique plus que dans celle de la température.

Les auteurs ont entrepris pour confirmer leurs vues des recherches sur les raies émises par un arc à électrodes de magnésium que l'on fait jaillir dans un film liquide. Le mémoire contient la description détaillée des apparences observées quand on écarte brusquement les électrodes après les avoir amenées en contact ; des expériences analogues furent aussi effectuées avec le zinc et le cadmium. Le fait essentiel est la présence des raies d'étincelles dans le spectre émis pendant tout le début du phénomène, puis l'affaiblissement brusque de ces raies quand l'écart entre les électrodes atteint une certaine valeur ; ainsi se comporte la raie 4481 du magnésium et les raies renforcées du 3e et 4e type du cadmium. On peut expliquer ces apparences en remarquant que, grâce au dispositif expérimental l'arc est d'abord très peu conducteur et le champ entre électrodes très élevé ; ce champ élevé serait la cause de l'apparition des raies d'étincelles. Les électrodes s'écartant, le champ diminue d'autant plus que le film liquide disparaît progressivement laissant l'arc reprendre une conductibilité élevée ; lorsque le champ tombe au-dessous d'une certaine valeur critique de 500 volts par centimètre, les raies renforcées disparaissent. Cette explication est confirmée par les élargissements éprouvés par diverses raies de la première période de l'arc, élargissements dont l'effet Stark serait la cause.

Une étude spéciale a été faite de l'arc jaillissant dans un gaz ou dans l'air liquide. Dans certains cas, les réactions chimiques entre électrodes et milieu avoisinant semblent jouer un rôle important. On trouve dans le mémoire des résultats d'expérience très détaillés ; de belles reproductions photographiques lui sont jointes.

Les auteurs terminent en maintenant leurs précédentes conclusions et en insistant sur la difficulté de déterminer la température des étoiles par la nature de leurs spectres. — L. de Broglie.

Sur quelques spectres produits par un courant sans électrodes. — Jung (H.). — [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 6-7]. — L'auteur a étudié à différentes pressions, les spectres des vapeurs de Hg et Na. Les résultats sont en accord avec la théorie de Bohr et les déterminations de Franck des potentiels d'excitation. — G. Bruhat.

L'excitation des spectres renforcés du sodium et du potassium dans l'arc à basse tension. — Foote (P.-D.), **Meggers** (W.-F.) **et Mohler** (F.-L.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 440-441]. — Le spectre renforcé du sodium et sa radiation L sont excités à peu près à la même tension. De même, la radiation M et le spectre renforcé du potassium apparaissent simultanément.

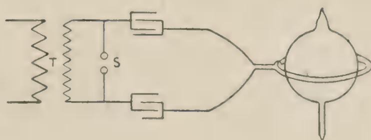
La plus haute fréquence dans le spectre simplement renforcé est estimée se trouver au voisinage de 14 volts pour le sodium, de 11 volts pour le potassium.

L'évidence expérimentale confirme les théories de Bohr et Sommerfeld qui attribuent les raies renforcées à l'atome ionisé, les raies d'arc à l'atome neutre.

L. Brüninghaus.

La décharge sans électrodes dans certaines vapeurs. — Robertson (J.-K.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 470-477]. — La décharge sans électrodes présente un intérêt particulier, en ce qui concerne les vapeurs des métaux volatils, car elle constitue la source de lumière qui se prête le mieux à l'étude du spectre d'arc de ces métaux dans le vide, et, d'autre part, au point de vue des corps à vapeurs diatomiques, comme l'iode, elle permet de suivre les changements que la dissociation apporte au spectre d'émission.

Le dispositif employé par l'auteur différait peu de celui initialement utilisé par J. J. Thomson. Un ballon de 12 cm de diamètre était suspendu à l'intérieur d'une bobine plate de six tours formée de gros fil de cuivre et traversée par la décharge oscillante de deux jarres connectées comme l'indique la figure (chacune ayant une capacité de 5 à 7, 10^2 U. E. S.). Un vide de deux à quatre millimètres existait entre les parois externes du ballon et la spire interne de la bobine. On chargeait les jarres, soit avec une bobine d'induction, soit avec un transformateur T.



Pour mettre l'appareil en fonctionnement, on vide soigneusement le ballon, en s'aidant du chauffage pour obtenir le dégagement total des gaz, on introduit alors par distillation la substance à étudier et on ferme le ballon à la lampe. On dispose alors le ballon à l'intérieur de la bobine, le tout pouvant d'ailleurs être plongé dans un four permettant d'élever la température jusqu'à 500°C. Le fonctionnement de l'appareil donne lieu, à l'intérieur du ballon, à une décharge en anneau.

D'une façon générale, des effets obtenus avec ce dispositif sont fonction de la pression de vapeur du corps simple étudié — qui dépend elle-même de la température, — et de la force électromotrice, contrôlée par l'intervalle d'air de l'éclateur à étincelle. On observe d'ordinaire que, dans un certain domaine de pressions, on obtient une intense décharge en anneau, dont l'éclat décroît et se transforme en une luminosité faible pour des pressions plus élevées.

Le *potassium*, à une température de 250-300° C, donne un brillant anneau, avec un spectre comprenant sept membres ou plus de chaque série secondaire.

La brillante décharge jaune qui se produit dans les vapeurs de *sodium* au dessus de 300° C comprend les raies D, quatre membres de la série diffuse et trois membres de la série étroite.

Avec le *lithium*, même à 500° C, on ne put obtenir qu'une faible lueur due à des impuretés.

Dans le cas du *mercure*, les résultats dus à Kowalski ont été confirmés et étendus. Une décharge en anneau blanche et éblouissante apparaît de 70 à 110° C ou au-dessus selon l'intervalle d'air de l'éclateur ; puis elle s'affaiblit tandis qu'une lueur verdâtre la remplace entre 110 et 115° C, quel que soit l'intervalle de l'éclateur : dans le spectre de cette lueur on remarque quelques raies brillantes superposées à une bande continue qui s'étend du jaune au violet. L'auteur suggère que cette lueur peut être associée à l'existence de molécules polyatomiques qui se formeraient lorsque la pression de vapeur est assez élevée.

Dans le cas de l'*iode*, la seule vapeur diatomique étudiée, pour des températures comprises entre — 5 et + 5° C, on observe un anneau jaune pâle à spectre de bandes, qui, par allongement de la coupure de l'éclateur, se transforme en un anneau vert bordé de rose à spectre de raies ; le spectre de raies est excité par une force électromotrice d'autant plus grande que la pression de vapeur est elle-même plus élevée. Il est probable que ce changement spectral correspond à une dissociation des molécules en atomes.

On peut, pour conclure, recommander ce mode de décharge sans électrodes pour l'obtention de raies étroites, propres par conséquent à des mesures précises de longueurs d'onde, et permettant en particulier de distinguer les composantes d'une même raie, dues à l'existence d'isotopes. Naturellement, un appareil de haute dispersion serait alors nécessaire. — L. Brüninghaus.

Un nouveau spectre du césium. — Dunoyer [*C. R.*, 173 (1921), 350]. — Un tube en quartz fondu contenant les vapeurs pures du métal est entouré d'une douzaine de spires de gros fil de cuivre où l'on produit des courants de haute fréquence ; le tout est placé à l'intérieur d'un four électrique à double paroi. A la température ordinaire, la décharge oscillante n'illumine pas le tube ; vers 100° C elle produit une lueur intense bleu pâle, qui augmente d'abord d'intensité, puis fait place, avant 250° C, à une luminescence rose saumon ; à température encore plus élevée, la luminescence disparaît. Pendant la période de transition, les deux teintes peuvent exister simultanément en des régions différentes du tube. L'examen spectrographique montre que, aux très basses pressions, le spectre normal (composé de raies intenses et peu nombreuses) est remplacé par un spectre de raies fines très nombreuses dans lequel on identifie bien toutes les raies d'étincelles connues, mais beaucoup moins bien les spectres de flamme d'arc et même de tubes à vides. Entre 2250 et 6300 Å, 630 raies ont pu être mesurées, au lieu de 120 environ actuellement connues. — J. Villey.

Spectre d'induction du rubidium. — Dunoyer [*C.-R.*, 173 (1921), 472]. — Expériences effectuées dans les mêmes conditions que ci-dessus, sur la vapeur de rubidium. A 100° C la luminescence est intense et bleu violet. Comme pour le césium on observe un changement brusque de coloration qnand on élève la température ; et à 200° elle est lilas. Ces changements de coloration sont également liés à la longueur de l'étincelle (soufflée) intercalée entre les bornes de la bobine qui

alimente le circuit de Tesla. Un spectrogramme obtenu avec la luminescence uniforme bleu violet, le tube étant à 120° C, a donné 332 raies entre 2294 et 5525 Å. au lieu de 90 raies connues (environ). — J. Villey.

Variations avec la température du spectre de four électrique du manganèse. — King (A.-A.) [*Astroph. Journ.*, 53 (1921), 133-143]. — Le spectre a été produit dans le tube-résistance du four électrique, aux températures de 1700, 2000 et 2400° C; il a été relevé entre 2795 et 8200 Å et ses raies ont été réparties dans les cinq classes établies pour les spectres des autres éléments. On n'a pas trouvé de raie dont la longueur d'onde dépasse 6500 Å ; du côté de l'ultraviolet, la limite des longueurs d'onde des raies observées va d'autant plus loin que la température est plus élevée; aucune des raies « renforcées » de Lockyer n'apparaît dans le spectre du four électrique. — F. Croze.

Sur le spectre du fil de calcium explosé. — Sawyer (R.-A.) et Becker (A.-L.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 164]. — Les auteurs ont poursuivi les expériences sur le spectre de fils explosés en photographiant ces spectres.

En communiquant une énergie constante à des fils de masse variable, ou faisant varier l'énergie consommée dans des fils de masse constante, on a pu obtenir une série d'explosions à diverses températures. Il a été possible d'obtenir, dans ces conditions, des spectres dans lesquels les intensités relatives des trois raies du calcium H, K et 4227 Å varient de la même façon que dans les spectres des différentes classes d'étoiles.

Ces trois raies du calcium apparaissent aussi, et même de façon plus marquée dans les spectres de fils explosés d'autres métaux que les spectres de ces métaux eux-mêmes. La proportion de calcium présent doit pourtant être très minime, et il est par conséquent probable que les raies H et K du calcium sont prodigieusement renforcées par la très haute température de l'explosion. Les raies intenses du calcium observées dans le spectre d'émission du soleil paraissaient nécessiter la présence de quantités considérables de vapeurs lourdes de calcium au dessus des couches d'hydrogène de l'atmosphère solaire. Les présents résultats résolvent cette contradiction; le phénomène est dû à un effet de température. — L. Bruninghaus.

Le spectre du fluor. — Smythe (W.-R.) [*Astroph. Journ.*, 54 (1921), 133-140]. — Pour étudier le spectre du fluor, l'auteur préparait ce gaz par électrolyse du fluorure acide de potassium fondu ; il le purifiait en le faisant passer à travers du fluorure neutre de sodium et dans un tube refroidi à la température de l'alcool congelé. En faisant passer un courant de fluor obtenu de cette façon dans un tube à décharge muni d'électrodes d'or et d'une fenêtre en fluorine, il a pu obtenir un spectre d'étincelle du fluor à la pression atmosphérique exempt de raies étrangères. Ce spectre ne comprend que 10 raies comprises entre 6239 et 7034 Å. Voici les longueurs d'onde, à 0,1 Å près et les intensités de ces 10 raies, mesurées sur des spectrogrammes obtenus dans le premier ordre d'un réseau concave de 4 pouces et de 50 cm de rayon.

λ	i	λ	i
6239,4 Å	10	6855,3	6
348,8 »	9	868,8	2
414,1 »	8	901,6	2
772,3 »	2 double?	909,1	1
834,1 »	2	7034 »	1

F. Croze.

Le spectre du fluor. — Gale (A.-G.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 530]. — Dans ces expériences, le fluor a été produit au moyen de l'appareil décrit par Smythe. De fortes électrodes de cuivre garnies d'or à leur extrémité étaient scellées dans une ampoule d'environ 500 cm³ de capacité, et le spectre était photographié à travers une fenêtre de fluorine, le gaz étant à la pression atmosphérique. On a aussi photographié le spectre sous pression réduite, en se servant d'un tube à vide ordinaire, avec électrodes de cuivre. Les raies sont assez nettes à la pression atmosphérique, elles le sont beaucoup plus sous une pression de 6 à 10 mm de mercure. On a mesuré 52 raies entre 3470 et 7800 Å. A l'exception de 7 d'entre elles, situées vers 7400 Å, toutes ces raies sont contenues dans les tables d'Exner et Haschek, Porlezza, Lunt ou Moissan. Avec une puissante étincelle, 15 raies additionnelles apparaissent dans les régions du rouge et de l'orangé. On observe l'existence dans ces spectres d'un certain nombre d'intéressants doublets ou triplets.

L. Brüninghaus.

Les nouvelles raies du spectre de l'aluminium et la possibilité de leurs relations de séries. — Shallenberger (G.-D.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 398-399]. — L'auteur signale la récente observation qu'il a faite de nouvelles raies dans le spectre de l'aluminium, ainsi que leurs relations de série avec d'autres raies du spectre de ce métal. — L. Brüninghaus.

Le spectre du fluorure de glucinium. — Datta (S.) [*Proc. Roy. Soc.*, 101 (1922), 187-194]. — Etude du spectre du fluorure de glucinium, jusqu'à maintenant laissé de côté par les expérimentateurs. Ce spectre comprend six groupes de bandes, toutes dans l'ultra-violet entre 2800 Å et 3400 Å (les recherches ont porté entre 2200 et 6700 Å). En allant vers les grandes longueurs d'onde, les 4 premiers groupes ont des têtes alternativement brillantes et faibles ; les têtes brillantes se résolvant en deux, sous une forte dispersion. Dans le 5ᵉ groupe, la série faible manque ; le 6ᵉ groupe enfin présente 7 têtes nettes, qu'il a toutefois été impossible d'arranger en séries semblables aux autres.

La bande la plus forte appartient au 3ᵉ groupe ; elle comprend trois séries de raies que l'on peut représenter par les formules :

$$\text{Série } \alpha \qquad \nu = 33214{,}65 - 0{,}7259\, m - 0{,}0525\, m^2 - 0{,}00015\, m^3$$
$$\text{Série } \alpha'_1 \qquad \nu = 33204{,}05 - 1{,}624\, m - 0{,}125\, m^2 + 0{,}0022\, m^3$$
$$\text{Série } \alpha'_2 \qquad \nu = 33204{,}05 - 1{,}6235\, m - 0{,}102\, m^2 + 0{,}0013\, m^3$$

On remarquera la présence d'un terme en m^3, jusqu'à présent rarement rencontré.

Les bandes ressemblent à celles du groupe E_1 du fluorure de magnésium, à part que les bandes de ce dernier pâlissent vers les courtes longueurs d'onde, alors que celles du glucinium pâlissent vers le rouge ; en représentant *approximativement* les fréquences par

$$\nu = a - bm - cm^2$$

et en appelant M le numéro moléculaire (somme des numéros atomiques), on aurait *assez sensiblement* la relation.

$$\log b \times \log M = Ka$$

K étant une constante de l'ordre de 8 $\left(\text{en fait, le produit } \frac{\log b \log M}{a} \times 10^5 \text{ varie entre } 8{,}50 \text{ et } 7{,}80\right)$. — A. Foch.

Sur le spectre du glucinium et sur une relation remarquable de ce spectre et de celui de l'aluminium. — Glaser (L.-C.) [*Ann. der Phys.*, 68 (1922), 73-88]. — Le spectre d'arc ou d'étincelle du glucinium présente 4 bandes : A, jaune verte ; B, verte ; C, bleue ; D, violette. Celui de l'aluminium en présente 3 : B, verte ; C, bleu vert ; D, bleue. L'auteur a obtenu ces bandes, les a décomposées en raies et a constaté que :

1° Les lois de Deslandres ne constituent qu'une première approximation ;

2° Prenant pour le glucinium, les bandes B, C, D, les premières raies de chaque bande peuvent s'écrire

$$A + c, \qquad A, \qquad c - b - A;$$

les deuxièmes raies peuvent s'écrire

$$b - A + c, \qquad b - A, \qquad c - 2b - A;$$

les troisièmes raies de chaque bande peuvent s'écrire

$$2b - A + c, \qquad 2b - A, \qquad c - 3b - A, \text{ etc.};$$

une relation analogue vaut pour l'aluminium.

Or, les spectres de bandes étant peu sensibles aux agents physiques semblent dus au noyau de l'atome. L'analogie entre les spectres d'Al et de Be indiquerait donc une similitude dans les noyaux atomiques, ce que les analogies chimiques faisaient déjà prévoir. — A. Foch.

Sur les spectres de sensibilité quantitative du silicium dans les sels fondus et dans les aciers. — De Gramont (A.) [*C. R.*, 173 (1921), 13]. — Etude de la disparition progressive des raies du silicium dans les étincelles condensées obtenues sur une électrode de carbonate de sodium en fusion contenant des proportions décroissantes de silicium ; 3 « raies ultimes » observables photographiquement avec un spectrographe de quartz subsistent pour une teneur de 0,00005 de Si. Dans les aciers, cette méthode de dosage du silicium est beaucoup moins sensible, les raies très nombreuses du fer gênant beaucoup le repérage des raies du silicium. — J. Villey.

Spectres d'absorption. — Baly (E.-C.-C.) [*Nat.*, 108 (1921), 311-313]. — Esquisse d'une théorie établissant, pour une molécule organique ou inorganique donnée, l'existence de différentes phases correspondant respectivement à une certaine énergie, à une certaine aptitude réactionnelle et à une fréquence et une absorption déterminées. La molécule possède un quantum d'énergie correspondant probablement à la fréquence d'absorption maximum située dans la bande importante de l'infra-rouge de faible longueur d'onde ; les fréquences d'absorption maximum dans le spectre visible et dans l'ultra-violet sont des multiples de cette fréquence fondamentale. On montre effectivement que lorsque l'énergie moléculaire varie d'un ou plusieurs quanta, la molécule passe par plusieurs phases ayant des fréquences caractéristiques qui sont des multiples entiers de la fréquence fondamentale. Un changement de phase peut être obtenu par changement d'état physique ou par dissolution dans un certain solvant; il en résulte un déplacement des bandes d'absorption dans le spectre visible et dans l'ultra-violet. Par exemple, la pipéridine et la pyridine présentent à l'état liquide et à l'état gazeux des spectres d'absorption différents.

Les variétés allotropiques du soufre, qui offrent des fréquences d'absorption

multiples d'une fréquence fondamentale, sont probablement des mélanges de quatre variétés moléculaires en équilibre correspondant à quatre phases différentes.

La théorie permet d'expliquer les phénomènes de fluorescence et de phosphorescence ; elle donne, en définitive, des résultats plus précis et plus étendus que la théorie des valences secondaires (Hantzch). — G. Déjardin.

Sur une différence prévue par la théorie de Lenz entre le spectre d'absorption et le spectre d'émission de la vapeur d'iode. — Pringsheim (P.) [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1921), 126-131]. — Lenz a développé une théorie des spectres de bandes qui attribue leur origine au passage des molécules gazeuses d'un état défini par une certaine énergie d'oscillation du noyau et une certaine énergie de rotation de la molécule, à un autre état défini par d'autres valeurs de ces énergies, chacun de ces états devant être stable au sens de la théorie des quanta et la fréquence émise lors du changement d'état se calculant par la règle des fréquences de Bohr. La rotation de la molécule rend compte de la structure fine des bandes, mais c'est l'oscillation du noyau (Kernschwingung) qui fixe la position de la bande dans le spectre et qui intervient seule ici. L'état caractérisé par l'absence d'oscillation (état 0) est de beaucoup le plus probable, les autres états compatibles avec les règles de quanta étant d'autant plus probable que leur énergie est moindre et que la température du gaz est plus élevée. Envoyons dans de la vapeur d'iode une radiation monochromatique de quantum égal à la différence d'énergie entre l'état 0 et un autre état stable, l'état p. Un atome pourra absorber cette radiation en passant de l'état 0 à l'état p ; il pourra ensuite revenir à l'état 0, en émettant une série de radiations dont la somme des quanta devra être égale au quantum absorbé. On obtiendra ainsi un spectre de fluorescence où pourront figurer toutes les raies correspondant au passage de l'état p à tout autre état stable q d'énergie moindre. Supposons que l'état q corresponde à une énergie d'oscillation assez élevée ; cet état sera alors rarement réalisé dans la vapeur d'iode froide et, tandis que la radiation due au passage $p \rightarrow q$ figurera dans le spectre de fluorescence, elle ne sera pas absorbée par la vapeur d'iode froide parce que l'absorption correspond au passage $q \rightarrow p$.

Donc, un spectre de fluorescence doit être plus riche en raies qu'un spectre d'absorption, celui-ci ne comprenant dans chaque série de raies que celles de plus grande fréquence. Si la température s'élève, on voit apparaître plus de raies d'absorption, les états q devenant plus probables ; en même temps, on peut voir paraître des raies violant la loi de Stokes, car la radiation dont le quantum correspond au passage $q \rightarrow p$ peut provoquer l'émission de la radiation de plus haute fréquence correspondant au passage $p \rightarrow 0$.

L'expérience a confirmé toutes ces prévisions. Elle semble prouver de plus que la probabilité du retour d'une molécule d'un certain état à un état de moindre énergie (probabilité d'émission) est fonction de la température du gaz. Ce point intéressant n'est pas encore bien élucidé. — L. de Broglie.

Absorption de la lumière par les vapeurs de quelques éléments : sélénium et tellure ; mercure, zinc et cadmium ; phosphore, arsenic et antimoine. — Dobbie (J.-J.) et Fox (J.-J.) [*Proc. Roy. Soc.*, 98 (1920), 147-153]. — Après avoir étudié le spectre d'absorption de la vapeur de soufre à différentes températures [*Proc. Roy. Soc.*, 95 (1919), 484] les auteurs ont étendu leurs recherches aux vapeurs d'autres éléments, en vue d'obtenir des indications sur la constitution moléculaire de ces vapeurs. Les résultats obtenus permettent de classer les éléments étudiés en trois groupes distincts :

1° *Soufre, sélénium, tellure.* — L'absorption croît d'abord avec la température, de l'ultra-violet vers le rouge ; elle passe par un maximum, décroît vers le violet quand la température s'élève de nouveau et devient ensuite sensiblement indépendante de la température. Dans le cas du soufre et du sélénium, le maximum d'absorption correspond à une température voisine de 650° C; l'absorption devient indépendante de la température vers 900° C. Ces modifications du spectre d'absorption sont accompagnées d'un changement de couleur de la vapeur qui, de jaune pâle, devient orangée entre 600° et 700° C et redevient ensuite jaune pâle. Elles peuvent être également rapprochées des variations de la densité (Biltz, Preuner et Brockmöller, Szarvasy). Jusqu'à 900° C, la densité des vapeurs de soufre et de sélénium décroît régulièrement quand la température s'élève ; les molécules complexes correspondant aux basses températures se dissocient progressivement ; vers 650° C, la valeur de la densité indique en moyenne trois atomes par molécule ; au-dessus de 900° C, la densité devient indépendante de la température et correspond aux molécules diatomiques S^2 et Se^2. Le tellure, dont la volatilité est beaucoup plus faible que celle des éléments précédents, n'a pu être étudié que dans un intervalle de température insuffisant. Néanmoins, on a constaté une augmentation de l'absorption suivie d'un maximum vers 1250° C et d'une décroissance très nette. Les spectres d'absorption des trois métalloïdes offrent le même aspect cannelé et renferment un grand nombre de bandes étroites dont on trouvera les longueurs d'onde moyennes dans le présent mémoire.

2° *Mercure, zinc, cadmium.* — La vapeur de mercure ne produit qu'une absorption extrêmement faible dans toute l'étendue du spectre du filament Nernst (jusqu'à 3100 Å), pour des températures comprises entre 370° et 1300° C. Le cadmium et le zinc n'exercent, quelle que soit la température, aucune absorption générale importante dans le même champ spectral ; toutefois, ils donnent, dans la région ultra-violette, un petit nombre de bandes très fines qui ne peuvent être attribuées à des impuretés. La vapeur de mercure semble entièrement constituée par des molécules monoatomiques, tandis que les vapeurs de cadmium et de zinc doivent renfermer une faible proportion de molécules complexes, auxquelles on doit attribuer le léger écart entre la densité mesurée et la densité calculée dans l'hypothèse des molécules monoatomiques, ainsi que les bandes d'absorption observées.

3° *Phosphore, arsenic, antimoine.* — L'absorption croît graduellement vers le rouge à mesure que la température s'élève (jusqu'à 1300° C). Les spectres obtenus ne présentent aucune bande ni aucune indication d'absorption sélective. La densité des vapeurs de ces éléments décroît quand la température s'élève ; les molécules tétraatomiques se dissocient en donnant naissance à des molécules diatomiques.

G. Déjardin.

Largeur des bandes d'absorption dans les terres rares. — **Herzfeld (K.-F.)** [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 544-546]. — Les sels des terres rares possèdent dans leur spectre des bandes d'absorption assez étroites. M. Jean Becquerel a montré que la largeur de ces bandes, si le sel considéré est à l'état solide, diminue rapidement avec la température (à peu près comme $\sqrt{T}$). L'auteur cherche à expliquer ce phénomène par un effet Stark intermoléculaire analogue à celui qu'a invoqué Holtzmark pour expliquer l'élargissement des raies par la pression. Dans sa position d'équilibre, la molécule du corps solide n'est soumise à aucun champ électrique, mais l'agitation thermique la déplace sans cesse de cette position et l'amène dans des régions où le champ électrique intermoléculaire n'est pas nul. Le calcul montre que le champ *moyen* agissant sur la molécule est proportionnel à

$\sqrt{T}$; l'élargissement des raies par effet Stark doit donc suivre la même loi. Les résultats de M. Becquerel ainsi que d'autres analogues obtenus par Lenard pour certains corps phosphorescents sont ainsi expliqués qualitativement ; l'ordre de grandeur est bon. Des observations faites à très basses températures pourraient renseigner sur l'existence de l'énergie au zéro absolu. — L. de Broglie.

La structure des raies du bismuth. — **Nagaoka (H.) et Sugiura (Y.)** [*Astroph. Journ.*, 53 (1921), 339-348]. — La structure des raies 4722, 4308 et 4122 Å a été étudiée par la méthode des interféromètres croisés. On obtenait une lumière intense en provoquant le bombardement d'une anode de bismuth par un fort courant d'électrons venant d'une cathode de Wehnelt en charbon. Cette lumière était analysée au moyen d'un réseau à échelons (35 lames, épaisseur d'une lame 9,350 mm, pouvoir séparateur 435 000) croisé avec une lame de Lummer-Gehrcke en verre (longueur 20 cm, épaisseur 1 ,09 cm, pouvoir séparateur 400 000), ou au moyen de cette lame de Lummer et Gehrcke croisée avec une lame de même type en quartz (longueur 13 cm, épaisseur 4,724 mm, pouvoir séparateur 566 000).

Ainsi que l'avaient indiqué d'autres observateurs, la raie 4722 Å a 5 satellites placés du côté du rouge par rapport à la raie principale ; mais, contrairement à ce qui avait été dit auparavant, elle a 7 satellites de faibles intensités placés du côté du violet. La raie principale apparaît elle-même complexe : elle n'a pas été résolue, mais on a observé des fluctuations dans l'intensité de ses différentes parties. — La raie 4308 Å est formée de deux composantes principales, dont chacune est un doublet étroit, et entre lesquels se trouvent deux satellites très faibles. — La raie 4122 Å est formée de quatre composantes intenses.

Le tableau suivant donne les positions et les intensités de ces raies rapportées à celle de la raie principale.

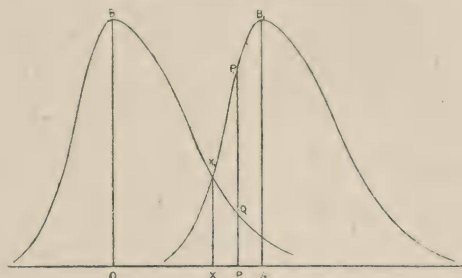
4722		4308	
Position	Intensité	Position	Intensité
0,317 Å	7	0	10
284	7	0,024	10
243	8	129	2
102	6	254	2
57	8	351	10
0	10	374	10
— 32	1		
— 72	1	**4122**	
— 124	0,5	Position	Intensité
— 165	0,5	0,122	8
— 218	3	0	10
— 279	1	— 0,200	10
— 0,328	1	— 0,321	8

Si l'on calcule les positions de ces satellites dans l'échelle des fréquences, on trouve que les différences de leurs positions forment plusieurs systèmes de différences constantes, dont l'interprétation doit se trouver dans la théorie des quanta.

F. Croze.

Sur les erreurs commises dans la mesure des raies spectrales dissymétriques. — **Merton (T.-R.) et Harrison (D.-N.)** [*Proc. Roy. Soc.*, 101 (1922), 431-434]. — Quand on détermine sur des photographies de spectres les longueurs

d'onde de raies spectrales par comparaison avec des raies étalons, il peut se produire un léger déréglage continu du spectrographe par variation de température ou toute autre cause. Or si une raie dissymétrique, ayant un maximum d'intensité en O, se déplace de façon qu'à la fin de la pose, le maximum se trouve en A sur la plaque, on peut voir que le point de la plaque qui aura reçu le plus d'énergie est le point X, intersection des deux courbes. Mais le point X, qui est celui sur lequel se fera le pointé du micromètre, dépendra de la forme de ces courbes ; l'erreur pourra parfois atteindre le tiers du déplacement.



Donc : *a*) Les raies qui devront être préférées comme raies étalons devront être symétriques, ce qui conduit à employer les spectres des gaz à basse pression ; il se pourrait que l'impossibilité de représenter certains spectres par les séries habituelles tînt tout simplement au fait que l'on a employé des raies d'arcs à la pression atmosphérique, raies généralement dissymétriques.

b) La rigidité absolue du spectrographe et le contrôle de sa température paraissent indispensables pour utiliser entièrement la précision des micromètres actuels. — A. Foch.

Intensité et élargissement des raies spectrales. — Füchtbauer (C.) et Joos (G.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 73]. — Nouvelles études sur l'absorption produite par la raie 2537 Å de la vapeur de mercure en présence d'un gaz étranger. Mesures poursuivies jusqu'à des pressions plus élevées (50 atmosphères). La source continue utilisée est l'étincelle condensée éclatant entre électrodes de cadmium, la vapeur à étudier est placée dans un tube en fer maintenu à température constante et dans lequel on maintient le gaz saturé de vapeur de mercure en faisant écouler du mercure goutte à goutte. L'appareil spectral comprend cinq prismes en quartz de Cornu et deux objectifs de foyer 85 mm, la dispersion obtenue est de 0,37 mm par Å. La raie élargie est photographiée et les opacités sont mesurées au microphotomètre ; deux petites lames d'uviol d'absorption connue, placées tout contre la plaque photographique, de part et d'autre de la raie, fournissent des éléments pour l'évaluation de l'absorption produite par la vapeur de mercure.

Les auteurs tracent les courbes représentant $n\chi$ en fonction de ν.

1. La raie s'élargit de façon dissymétrique par addition d'un gaz étranger, dans le cas de Az^2 et de CO^2 la pente est beaucoup plus brusque vers les faibles longueurs d'onde (résultat déjà donné pour les raies de Na et Cs). Aucune théorie ne rend compte de cette dissymétrie.

2. La largeur de la raie est proportionnelle à la pression du gaz étranger dans le cas de Az^2 et H^2 (plus grande pour H^2 que pour Az^2). Dans le cas de CO^2 les mesures, moins nombreuses, semblent indiquer une variation de la largeur proportionnelle à la puissance $\frac{2}{3}$ de la pression. Ces résultats ne sont pas en accord avec la théorie de Debye-Holtzmark.

3. La valeur de $\int n\chi d\nu$ (surface totale de la courbe d'absorption), décroît légè-

rement quand on augmente la pression du gaz étranger [1] (beaucoup plus vite pour CO^2 que pour H^2 et Az^2).

4. Pour l'ensemble des deux raies du premier doublet de la série principale du cæsium (mesures antérieures), le nombre d'électrons absorbants est égal au nombre d'atomes. Pour la raie 2537 Å du mercure le nombre d'électrons absorbants est 45 fois plus faible que le nombre d'atomes.

5. Le maximum d'absorption de la raie est déplacé vers les grandes longueurs d'onde à peu près proportionnellement à la pression du gaz étranger (déplacements plus grands pour CO^2 et Az^2 que pour H^2). — G. RIBAUD.

L'élargissement des raies spectrales par les dipôles et les quadripôles gazeux. — Ebert (H). [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **1** (1921), 67-69]. — L'adjonction d'un gaz étranger élargit les raies d'absorption d'un autre gaz. L'élargissement a été attribué au champ électrique des dipôles et des quadripôles que forment les molécules du gaz ajouté. L'expérience par variation de pression ne confirme pas cette manière de voir. Elle ne permet pas non plus d'attribuer l'élargissement à un effet Zeeman. Peut-être est-ce une superposition des deux effets.

R. FORTRAT.

Groupes de raies spectrales et quanta intérieurs. — Götze (R.) [*Ann. der Phys.*, **66** (1921), 285-292]. — Pour les métaux alcalino-terreux (Ca, Ba, Sr), les groupes dissymétriques de combinaison (schiefsymmetrische Kombinationsgruppen) doivent être considérés comme des combinaisons $d_i\ d_j$, les groupes $\frac{3\,a}{2}$ doivent être considérés comme des combinaisons $p_i\ p_j$. Ces diverses combinaisons obéissent à la loi des quanta intérieurs ; leur effet Zeeman est en accord avec la théorie de Landé. Les différences horizontales des fréquences dans le schéma de Rydberg sont les différences des termes d par rapport aux termes p. — G. RIBAUD.

Nouvelle extension du spectre ultra-violet et déplacement avec le nombre atomique du spectre des éléments légers. — Millikan (R.-A.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, **7** (1921), 289-294]. — Dans ce beau travail expérimental, M. Millikan est parvenu à mettre en évidence dans l'extrême ultra-violet les séries L et M des éléments légers de nombres atomiques compris entre 2 et 13. Les longueurs d'onde ont pu être mesurées jusqu'à 136,6 Å. ; la plus grande longueur d'onde X mesurée par la méthode cristalline n'est que dix fois plus courte.

Les raies L_α de l'aluminium, du magnésium et du sodium ont pour longueurs d'onde 144,3 ; 232,2 et 372,2 Å respectivement et se placent bien sur le prolongement de la droite de Moseley correspondante. Pour les mêmes éléments, on trouve une série M séparée de L_α par un large intervalle de fréquences. Le mémoire contient l'indication des diverses raies M qui ont pu être mesurées.

Au-dessous du néon, l'anneau L des atomes doit, d'après la théorie de Bohr et la périodicité des éléments, être incomplet. De plus, tous les niveaux de départ des raies de cette série sont des niveaux virtuels qu'aucun électron n'occupe normalement. Il doit en résulter des perturbations dans les droites de Moseley. C'est en effet ce que donne l'expérience. M. Millikan a noté toutes les raies de la série L des éléments du lithium (3) au fluor (9) et donné le nom de L_α à la plus intense de ces raies. Ces raies L_α portées sur le graphique de Moseley indiquent un point

(1) Les auteurs n'ont pas tenu compte du fait que la tension de vapeur d'un liquide change si l'on ajoute un gaz étranger à haute pression.

singulier pour le néon, fait en accord avec l'achèvement complet de l'anneau L pour cet élément.

Signalons les observations suivantes de l'auteur : 1° Le domaine spectral de la série L, en longueur d'onde, croît avec la longueur d'onde moyenne de cette série ; 2° le rapport des fréquences des raies K_α et L_α qui est de l'ordre de 7 pour les éléments lourds, devient de l'ordre de 35 pour les éléments plus légers que le néon.

La théorie de Bohr permet de prévoir au moins qualitativement ces deux faits. Il n'en est pas de même de la remarque suivante : les spectres L des éléments à nombre atomique impair sont plus simples que ceux des éléments à nombre atomique pair.

Le mémoire de M. Millikan est du plus haut intérêt et constitue une nouvelle étape de la jonction du domaine X et du domaine lumineux. — L. de Broglie.

Recherches sur l'atmosphère des étoiles. — **Deslandres et Burson** [*C. R.*, **172** (1921), 729]. — Les auteurs ont observé, dans deux étoiles des types G et M, les raies noires centrales H_3 et K_3 correspondant à la partie supérieure de l'atmosphère, et même nettement plus larges que dans le spectre solaire. — J. Villey.

XII. — REVUE DES LIVRES

Etude physique sur le pétrole roumain. — **Predescu (A.)** [1 broch. 24 cm × 16 cm, 94 p., Cartea Romaneasca Bucarest, 1922]. — L'auteur a réuni dans cette brochure diverses notes relatives à la détermination des principales constantes physiques des pétroles roumains, qui ont fait l'objet d'une analyse antérieure dans cette revue [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 268 D].

Elles sont complétées par des études photométriques sur deux lampes de types commerciaux alimentées avec ces pétroles. — J. Villey.

La théorie de la relativité d'Einstein et ses bases physiques. — **Born (M.)** [1 vol., 25 cm × 16 cm, 339 p., traduit d'après la deuxième édition allemande par Finkelstein et Verdier, Gauthier-Villars, Paris, 1923]. — Le professeur Max Born a publié en 1920, dans la collection « Naturwissenschaftliche Monographien und Lehrbücher », un exposé élémentaire du principe de relativité, dont la *troisième* édition a déjà paru (Springer, Berlin, mars 1922). Son but principal était de montrer que la relativité est bien une théorie physique qui suit l'expérience pas à pas, et non une pure spéculation mathématique. Aussi consacre-t-il les deux tiers de son exposé aux bases de la mécanique — seul chapitre qui comporte quelques réserves —, au monde newtonien, aux lois fondamentales de l'optique et de l'électromagnétisme. A signaler, en particulier, l'étude des trois effets optiques du mouvement, l'emploi judicieux de la représentation de Minkowski (en relativité restreinte) et l'introduction des « facteurs de la détermination des mesures », des g_{ik} (en relativité généralisée).

Mais pourquoi le destin a-t-il voulu que cet ouvrage ait eu une traduction française aussi incorrecte? Citons tout d'abord quelques confusions sensationnelles (avec leur équivalent exact entre parenthèses) : temps-lieu (temps local, p. 218 et partout ailleurs), éther-lumière (éther lumineux, p. 84 et suiv.), inertie (énergie, p. 289), élasticité (rigidité, p. 110 ; électricité, p. 135), réfraction (diffraction, p. 129), force (forme, p. 73), anse (boucle de fil, p. 189), ions (élec-

trons, p. 198), spectres rayés (spectres de raies, p. 119), apparences (phénomènes, p. 65), exclut (conclut, p. 285), échappent (n'échappent pas, p. 325), voiler (dévoiler, p. 175), n'a pas besoin de (a besoin de ne pas, p. 279), et une trentaine d'autres du même genre. Les traducteurs se sont cru le droit de supprimer les index alphabétique et biographique, d'appliquer les électrodes sur un tube à rayons cathodiques (p. 124), de faire dépendre la conductibilité de la forme du corps conducteur (p. 157), de confondre ces opérations faciles que sont l'addition et la multiplication (inférieure de $1/\varepsilon$, réduite dans le rapport $1/\varepsilon$, p. 164), de parler de plan de polarisation dans la polarisation en électricité (p. 273), d'attribuer à un atome un rayon 2000 fois plus petit que celui d'un électron (p. 271) !

Pour compléter le chapitre contre-sens, il convient de dénoncer : « *On est d'accord sur ce fait que* Sirius est une planète ou une étoile fixe » (On peut se mettre d'accord sur la question de savoir si, p. X) ; « on ne prend pas la terre comme système de référence *parce que la loi d'inertie y est vérifiée* (pour lequel la loi d'inertie soit vérifiée, p. 50) ; « si on *néglige* la masse de la lune (élimine, p. 79) ; « on appelle cette grandeur (*linéaire*) *densité* » (densité linéaire, p. 109) ; « la variation *de lieu et d'intensité* du champ » (dans l'espace de l'intensité, p. 150) ; « une variation *de temps* » (dans le temps, p. 150) ; « la variation instantanée de vitesse du champ » (la vitesse de variation du champ dans le temps, p. 169) ; « une tranche de saucisson est plus grande ou plus petite, selon que je coupe plus ou moins *profondément* ; il est absurde de dire que les diverses tranches sont apparentes en réservant la réalité à celle qui est coupée *transversalement* » (obliquement... normalement, p. 248). Et ainsi de suite, encore une cinquantaine de fois.

On excusera ce compte-rendu qui prend les allures d'un erratum, car j'avais besoin d'étayer ma conclusion. Tout se passe comme si les traducteurs (un « docteur en philosophie » et un ingénieur des Arts et Manufactures) ne comprenaient rien à la physique et ne connaissaient ni la structure de la phrase allemande, ni la règle — pourtant bien simple — de formation des mots composés. Bref la traduction est indéchiffrable pour qui ne consulte pas l'original à tout instant ; mais alors... A nos yeux, un éditeur qui, sans demander l'avis de personne, publie n'importe quoi, encourt vis-à-vis de ses compatriotes la double responsabilité de les tromper sur la valeur de la marchandise et de provoquer la risée de l'étranger. Je n'ai pas la candeur de croire que cet argument apparaisse comme décisif à une maison d'édition ; toutefois, le jour où elle redoutera qu'une traduction au rabais, qu'un ouvrage ridicule soient exposés à un boycottage systématique, peut-être prendra-t elle la peine de réfléchir. Là est sans doute le remède à une situation qui n'a que trop duré. — M. Boll.

Ampère. — [1 vol., 27 cm × 22 cm, 306 pag., Rev. Gén. de l'Electricité, Paris, 1922]. — Ce numéro spécial contient, sur la vie et l'œuvre si diverse d'Ampère, des notices de MM. Appell, M. Brillouin, de Launay, Pérot, Pomey, Boucherot, Gouy et Coquet; les discours prononcés aux fêtes du centenaire ; un tableau de l'état actuel de l'industrie électrique en France : nomenclature des firmes de construction et d'exploitation, avec indication de leur spécialité, notes documentées sur la construction du matériel électrique, le développement des distributions d'énergie électrique, et l'aménagement des chutes d'eau.

P. Lugol.

Le Gérant : Maurice Blondin. PARIS. — SOC. G^le D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

V. — OPTIQUE

RAYONS X

Recherches expérimentales sur les rayons X de grande longueur d'onde. — **Holweck (F.)** [*Ann. de Phys.*, 17 (1922), 5-53]. — Millikan avait obtenu en 1920, avec un réseau concave dans le vide, des spectres d'étincelle s'étendant jusqu'à 160 Å. D'autre part les rayons X caractéristiques des éléments légers, étudiés au moyen d'un spectrographe à cristal placé dans le vide, s'arrêtaient du côté des grandes longueurs d'onde à la raie $L\alpha$ du zinc ($\lambda = 12,34$ Å). M. Holweck a exploré le premier le domaine mal connu compris entre 12 et 200 Å. Il avait à produire des rayons X de très grande longueur d'onde ; là n'était pas la difficulté ; mais l'impossibilité d'utiliser pour les diffracter, soit les réseaux faits mécaniquement, soit les réseaux cristallins, et surtout la très faible pénétration de ces radiations en rendent pénible l'étude expérimentale.

Lorsqu'un corps solide est frappé par des électrons de vitesse v, il émet, en plus des radiations caractéristiques du corps, un spectre continu brusquement limité vers les courtes longueurs d'onde. Il se trouve d'ailleurs que l'énergie rayonnée est maxima pour une longueur d'onde voisine de cette limite λ_0. Si donc on filtre fortement les rayons hétérogènes émis par l'anticathode, de manière à absorber, par exemple, 90 pour cent de l'énergie rayonnée, les « rayons restants », selon l'expression de M. Holweck, sont sensiblement homogènes, et leur longueur d'onde est à peine supérieure à λ_0.

On isole ainsi un faisceau à peu près monochromatique dont la longueur d'onde est voisine de λ_0. La valeur de λ_0 est d'ailleurs donnée par les relations d'Einstein

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 = eV, \qquad \text{avec} \qquad \nu = \frac{c}{\lambda_0};$$

h, constante de Planck ; ν, fréquence de la radiation ; c, vitesse de la lumière ; $\frac{1}{2} mv^2$, énergie cinétique de l'électron ; e, charge de l'électron ; V, chute de potentiel qui a servi à lancer l'électron. On tire de ces relations

$$\lambda_0 \text{ (angströms)} = \frac{12\,320}{V \text{ (volts)}} \cdot$$

Les rayons sont reçus dans une chambre d'ionisation séparée de l'ampoule productrice par un mince diaphragme de celluloïd d'épaisseur inférieure à 0,1 μ.

Dès que la différence de potentiel entre la cathode et l'anode de l'ampoule dépasse 25 volts, un courant d'ionisation mesurable décèle le rayonnement. Dans les expériences de M. Holweck V a varié de 1 230 à 25 volts et λ_0 de 10 à 493 Å.

Restaient à étudier les propriétés du rayonnement ainsi mis en évidence, et particulièrement l'absorption par les gaz et les corps solides. Les gaz absorbants étaient introduits dans la chambre d'ionisation sous une pression p. Soit I le courant d'ionisation produit dans le condensateur AB (fig. 1), de profondeur a. Soit I_∞ le courant limite qu'on mesure lorsque la profondeur — plus grande — du condensateur permet l'absorption totale du rayonnement par le gaz. M. Holweck a établi la relation

Fig. 1.

$$I = I_\infty (1 - e^{-\mu a p})$$

qui lui donne le coefficient d'absorption μp.

Les radiations étudiées à ce point de vue avaient des longueurs d'onde inférieures à 100 Å. L'absorption ne manifeste encore dans ce domaine aucun caractère moléculaire : c'est, comme pour les rayons X ordinaires, un phénomène atomique. M. Holweck a pu déterminer enfin, d'une manière continue, la variation du coefficient d'absorption d'un corps solide, le celluloïd, lorsqu'on passe des rayons X aux radiations ultra-violettes ; c'est au voisinage de $\lambda = 308$ Å qu'il a trouvé le maximum d'absorption attendu. — J. Cabannes.

Rayons X caractéristiques de grande longueur d'onde. — **Kurth (E.-H.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 99-100]. — Nouveaux résultats confirmant ou complétant ceux donnés par l'auteur dans une précédente communication.

	SÉRIE K	SÉRIE L	SÉRIE M	SÉRIE N
Carbone	42,6 Å.	375 Å.		
Oxygène	23,8 Å.	248 Å.		
Fer		16,3 Å.	54,3 Å.	247 Å.
Cuivre		12,3 Å.	41,6 Å.	119 Å.

G. Déjardin.

L'extension du spectre des rayons X jusqu'à l'ultra-violet. — **Kurth (E.-H.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 461-476]. — Entre les rayons X mous ($\lambda = 10$ Å) et l'extrême ultra-violet des régions de Schumann et de Millikan ($\lambda = 100$ Å) on ne peut employer ni réseaux ni cristaux pour l'analyse spectrale. La méthode d'étude employée ici n'est pas à proprement parler une analyse des rayons X, mais une mesure quantitative de l'effet photoélectrique d'où on peut déduire indirectement les longueurs d'onde caractéristiques.

Une cathode formée d'une lame de platine recouverte d'un oxyde est chauffée

électriquement. Elle émet un courant thermionique I d'électrons qu'une différence de potentiel variable V projette sur une anode de la matière à étudier. Le rayonnement X émis tombe sur une lame de platine reliée à un électromètre Dolezalek (1 700 mm par volt) qui mesure l'effet photoélectrique E produit par le rayonnement X.

Quand V varie, l'effet photoélectrique varie aussi et présente quelques discontinuités qu'on met nettement en évidence dans un graphique tracé avec les coordonnées V et $\frac{E}{I}$. La courbe se compose de segments de droite dont les points de croisement, assez bien déterminés, sont les points intéressants. Chacun d'eux correspond à l'apparition d'un rayonnement X qui modifie l'effet photoélectrique et qu'on admet être le rayonnement caractéristique de la lame. On détermine sa fréquence par la relation $Ve = h\nu$.

La difficulté de la méthode réside dans la mollesse des rayons X émis (V varie de 12 à 1 000 volts). Le pouvoir photoélectrique est faible et il faut éviter soigneusement toute cause d'erreur, notamment celle due aux ions. On les rend très rares par un vide excellent et on élimine ceux qui auraient pu se produire en faisant passer le rayonnement X à travers un champ électrique transversal.

Le tableau suivant donne les résultats trouvés. Les longueurs d'onde sont les longueurs d'onde de *convergence* des séries K, L, M et N, cette dernière hypothétique. Les rayons de l'oxygène sont produits par une anticathode de cuivre oxydé. Ces nombres sont longuement discutés.

ÉLÉMENT	SÉRIE K	SÉRIE L	SÉRIE M	SÉRIE N
Carbone	42,6 Å	375 Å	—	—
Oxygène	23,8	248	—	—
Aluminium	—	100	326 Å	—
Silicium	—	82,5	—	—
Titane	—	24,5	85,3	—
Fer	—	16,3	54,3	247 Å
Cuivre	—	12,3	41,6	116

R. FORTRAT.

Sur le rayonnement Roentgen caractéristique du carbone et du bore. — Holtsmark (J.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 252-255]. — Le rayonnement est émis par un tube genre Coolidge vidé avec un soin particulier. L'anticathode est formée par un morceau de charbon d'arc ou un filament de tungstène recouvert de poudre de bore. Le rayonnement est reçu sur une plaque métallique reliée à un électromètre, et l'on mesure le courant produit par l'émission d'électrons par cette plaque. Les points anguleux de cette courbe fournissent les valeurs du potentiel correspondant au rayonnement caractéristique de l'anticathode. On a ainsi :

Carbone	285-290 volts	soit	42,9 angströms
Bore	145-150 volts	soit	83,6 angströms.

G. BRUHAT.

Rayons X caractéristiques du bore et du carbone. — Hughes (A.-L.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 145-161]. — M. Hughes s'est proposé l'étude des rayons X de très grandes longueurs d'onde formant les séries K et L du bore et du carbone. L'anticathode formée d'un de ces deux métalloïdes est bombardée par des électrons ayant subi une chute connue de potentiel ; le rayonnement de l'anticathode vient tomber sur une plaque métallique (Ag ou Ni) contenue dans le tube et soigneusement protégée par des écrans électrostatiques contre tout rayonnement corpusculaire. On détermine à l'aide d'un électromètre la charge négative perdue par la plaque grâce à l'effet photoélectrique et ceci fournit une mesure relative de l'intensité du faisceau X. En faisant varier la tension appliquée au tube, on détermine les seuils critiques d'excitation des séries K et L de l'anticathode pour lesquels se produit une brusque variation de l'intensité émise. Le mémoire contient de nombreux détails sur les dispositifs employés.

Les résultats, qui sont particulièrement nets si les surfaces employées sont fraîches, se résument ainsi :

	λ_K	λ_L
Bore	83,5 Å	505 Å
Carbone	57,5 Å	358 Å

Les racines carrées des fréquences K portées sur le graphique de Moseley se placent assez bien sur la même droite que pour les éléments lourds. Pour le carbone cependant, la valeur de Hughes paraît un peu faible ; ceci est peut-être à rapprocher du fait que Holweck et Kurth ont trouvé, pour ces fréquences, des valeurs sensiblement plus élevées.

La droite de Moseley pour les discontinuités L subit certainement une perturbation au néon conformément aux indications de la classification périodique des éléments ; il est d'ailleurs possible que les discontinuités L des éléments légers dépendent de leur état physique et de leurs liaisons chimiques. La valeur 358 Å pour le carbone est en très bon accord avec les résultats de Millikan obtenus par la méthode optique des réseaux ; d'après Millikan, en effet, la raie de plus petite longueur d'onde de la série L correspondrait pour ce corps à 360,5 Å.

L. de Broglie.

Rayons X caractéristiques des éléments légers. — Hughes (A.-L.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 429-430]. — L'élément (carbone ou bore) est placé à une distance inférieure à 1 mm d'une cathode incandescente, source des électrons. Dans le même vide se trouve une lame de nickel ou d'argent sur laquelle tombe la radiation émise par l'élément à étudier, et qui donnera lieu à un effet photoélectrique mesurable. L'étude de cet effet en fonction de l'énergie des électrons incidents fournit une courbe dont les discontinuités décèlent l'apparition du rayonnement caractéristique, et la longueur de ce dernier d'onde résulte de l'application de la relation bien connue du quantum. On a trouvé 57,5 Å et 358 Å pour le carbone ; 83,5 Å et 505 Å pour le bore. Ce sont les radiations K et L des éléments considérés. — L. Brüninghaus.

Rayonnement X caractéristique émis sous basse tension par l'arc dans les vapeurs métalliques. — Mohler (F.-L.) et Foote (P.-D.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 94-95]. — Les auteurs ont recherché les potentiels critiques, supérieurs aux premiers potentiels de résonance et d'ionisation, dans les vapeurs de potassium, de sodium et de magnésium. L'appareil employé est un tube à quatre électrodes (filament incandescent, deux grilles, plaque) ; l'arc est maintenu entre le

filament et la première grille au moyen d'un potentiel accélérateur variable. L'effet photoélectrique produit sur la plaque par la radiation émise par l'arc peut être distingué du courant de plaque dû à l'ionisation. Les courbes obtenues relatives à la radiation seule ou à l'ionisation présentent des discontinuités correspondant aux potentiels critiques cherchés :

Potassium, radiation : 20 volts et 23 volts ; ionisation : 23 volts.

Sodium, radiation : 35 volts ; ionisation : 35 volts.

Magnésium, radiation : 46 volts.

Ces valeurs s'accordent convenablement avec les données connues sur les spectres de haute fréquence des éléments considérés. — G. Déjardin.

Rayons X mous caractéristiques émis par des arcs dans des gaz et vapeurs. — Mohler (F.-L.) et Foote (P.-D.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1921), 471-496]. — Pour cette étude, les auteurs ont employé un tube à cathode incandescente entourée de deux grilles cylindriques et d'une électrode cylindrique extérieure. Une différence de potentiel V entre la cathode et la première grille qui en est très voisine provoque le passage d'un courant d'électrons. Les électrons traversent la première grille et vont ioniser par choc le gaz résiduel dans le large espace compris entre les deux grilles, mais ils ne peuvent atteindre la seconde grille portée à un potentiel négatif — V_1. Le rayonnement émis par suite de l'ionisation exerce un effet photoélectrique sur la seconde grille et le flot des électrons expulsés est recueilli par l'électrode cylindrique extérieure portée au potentiel positif $+ V_2$; ce potentiel V_2 doit d'ailleurs être choisi supérieur à V pour éviter l'arrivée sur l'électrode extérieure des ions positifs produits entre les grilles. Le tube était rempli du gaz ou de la vapeur à étudier sous faible pression. Le mémoire contient des détails sur les divers dispositifs spéciaux aux cas particuliers. Les résultats ont été représentés en portant en abscisses les tensions et en ordonnées le rapport du courant photoélectrique au courant émis par la cathode ; ces courbes sont sensiblement rectilignes et présentent des brisures pour les potentiels critiques d'excitation des séries spectrales. Il faut faire une petite correction d'ailleurs difficile à préciser pour tenir compte de la vitesse initiale des électrons à la sortie du filament.

Les expériences ont porté sur le potassium, le sodium, le magnésium, le phosphore, le soufre, le carbone, le chlore, l'azote et l'oxygène.

Les valeurs obtenues pour les divers potentiels d'ionisation semblent d'accord avec l'existence pour ces corps de six limites L qui sont en général indiscernables.

Les potentiels K du carbone, de l'air et de l'oxygène seraient 272, 374 et 478 volts. Ces valeurs cadrent avec la loi de Moseley et avec le potentiel d'ionisation de l'hélium (25,6). Les potentiels 19 v. et 25 v. pour le potassium seraient attribuables aux niveaux M. — L. de Broglie.

Influence de la direction sur l'émission des rayons X. — March (A.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 84-87]. — Dans une précédente étude [1], l'auteur a développé la théorie du spectre Rœntgen continu et a montré entre autres l'influence fondamentale de la direction du rayonnement sur sa dureté (effet Wien-Döppler). En désignant par θ l'angle des rayons X et cathodiques, à la direction $\theta = 0$ correspond le maximum d'intensité du rayonnement de la plus courte longueur d'onde, et à la direction $\theta = 180°$ celui du rayonnement de la plus grande longueur d'onde.

[1] A. March, *Phys. Zeits.*, **22** (1921), 429.

L'expérience ne vérifie qu'en partie les divers résultats théoriques. En particulier, les graphiques publiés *(loc. cit.)* qui indiquent une croissance régulière de la dureté entre $\theta = 180°$ et $\theta = 0°$ ne sont pas d'accord avec les mesures de Stark (2) d'après lesquelles l'absorption moyenne (indice mesuré pour 1 mm de Al) décroît considérablement de 180° à 90° tandis qu'elle ne varie plus d'une manière sensible au-dessous de 90°.

L'écart est dû à une erreur de calcul. Le calcul repris *(cf. loc. cit.)* donne pour rapport des intensités de rayonnement dans les directions θ_0 et 90° :

$$\frac{\mathfrak{J}_\theta}{\mathfrak{J}_{90}} = \frac{1 - c_3 \cos^2\theta_0 - c_5 \sin\theta_0 - \frac{5}{2}\sqrt{\frac{2h\nu}{mc^2}} \cos\theta_0 \left(c_4 \cos^2\theta_0 - c_2 + 3c_6 \sin^2\theta_0\right)}{1 - c_5}$$

où $c_2 \ldots c_6$ sont des fonctions simples de $\sqrt{\frac{\nu}{\nu_0}}$. Ce rapport dépend donc de θ_0, ν et $\frac{\nu}{\nu_0}$; il permet, connaissant le rayonnement transversal ($\theta = 90°$), de calculer le rayonnement pour toutes les directions, et détermine la relation entre l'intensité totale et la dureté moyenne du rayonnement d'angle θ_0. Les tables et les courbes données sont relatives à un rayonnement de longueur d'onde 0,5 Å, pour divers angles d'émission et diverses longueurs d'onde. Il en résulte que l'intensité totale du rayonnement passe par un maximum au voisinage de 75°.

D'autre part si, laissant ν constant dans $\mathfrak{J}\,\theta$, on fait varier θ, on trouve que, en dehors des valeurs $\theta = 0$ et $\theta = 180$ qui correspondent toutes deux à un minimum, $\mathfrak{J}$ présente un maximum pour une valeur de θ qui dépend de ν (la composition du rayonnement varie en effet avec la direction d'émission).

Tandis que d'après la théorie de Wien-Sommerfeld la dureté du rayonnement devait croître régulièrement de 180° à 0°, la formule trouvée montre que l'on ne doit observer un décroissement notable de dureté que dans le domaine 180° — 90°, tandis que, entre 90° et 0°, la dureté doit conserver sensiblement la même valeur. Le résultat est en complet accord avec les mesures de Stark.

M. Pauthenier.

Foyer secondaire d'émission de rayons X dans le tube Coolidge. — Canac (F.) [*Journ. de Phys.*, **1** (1920), 123-125].

Essai de théorie sur l'influence du champ magnétique sur l'émission des rayons X. — De Wisniewski (F.-J.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **1** (1922), 120-129]. — L'auteur fait les hypothèses suivantes : chaque molécule a deux degrés de liberté, et possède un moment magnétique M ; les axes de rotation sont normaux à la direction du moment magnétique ; les anneaux, entre lesquels se fait l'échange des électrons pendant l'émission, sont situés dans un même plan perpendiculaire au moment magnétique M. L'influence du champ extérieur, sur le moment magnétique M, se traduit sur l'émission du rayonnement caractéristique K, par la décomposition de la raie K en une série de raies ; la série est située du côté des ondes plus courtes que la longueur d'onde de la raie K.

En appliquant les résultats obtenus, à l'émission de spectres analogues à celui de l'hydrogène, on trouve que chaque raie du triplet se décompose en une série de nouvelles raies. — Ed. Salles.

(2) J. Stark, *Phys. Zeits.*, **10** (1909), 902.

La polarisation linéaire de la lumière bleue au foyer de l'anticathode du tube Lilienfeld. — Seemann (H.) [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 581-582]. — Lilienfeld a signalé l'existence d'une émission de lumière bleue par l'anticathode du tube qui porte son nom. Seemann a étudié cette lumière ; elle est complètement polarisée et semble indépendante de la matière de l'anticathode. La teinte dépend de la densité de courant au foyer ; le siège de l'émission paraît être la surface même de l'électrode. — L. de Broglie.

Limites de haute fréquence des spectres de rayons X pour différents angles d'incidence du faisceau cathodique. — Webster (D.-L.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 155]. — Dans un précédent travail, l'auteur s'était déjà occupé de la distribution des rayons X par rapport au faisceau cathodique. Il s'était manifesté qu'il devait y avoir dans cette distribution des phénomènes en relation avec l'effet Döppler, dans le sens des deux énoncés suivants :

1. Le rayonnement général, ou spectre continu, est émis par des électrons dont la plupart se meuvent, pendant qu'ils émettent, à une grande vitesse.

2. La fréquence d'émission de chaque électron est déterminée par l'énergie qu'il émet, apparemment en toute indépendance des électrons qui l'entourent, même en tenant compte de ce qu'il peut se déplacer parmi de nombreux atomes pendant le processus d'émission. Cela signifie que l'électron doit transporter en lui-même la totalité de son mécanisme d'émission, qui fait donc partie intégrante de sa structure.

Il y avait, toutefois, une certaine imprécision dans les résultats servant de base à ces énoncés, et le point le plus douteux dans le raisonnement résidait dans la supposition que la limite à haute fréquence du spectre devait être indépendante de la direction considérée dans le tube. Cette manière de voir a bien été confirmée par Wagner pour des tensions allant jusqu'à 10 kilovolts, mais il est d'autre part contredit pour 80 kilovolts par Zécher, qui trouve une différence de 11 pour cent dans les limites de haute fréquence dans les directions faisant des angles de 60 et 150° avec les rayons cathodiques. L'auteur a pu récemment reprendre ces déterminations jusqu'à 67 kilovolts, et à cette tension, comme aux tensions inférieures essayées, allant jusqu'à 38 kilovolts, il n'a pu observer aucune différence entre les limites de haute fréquence, pour diverses directions ; les angles utilisés ayant été 55 et 145°.

Le résultat de Zécher s'explique peut-être par le fait qu'il employait un spectre photographique, dont la limite est toujours quelque peu floue, et surtout parce qu'il se servait d'une bobine d'induction pour actionner son tube. Le présent travail a, au contraire, été fait en se servant de l'ionisation pour observer les limites, et en alimentant le tube au moyen d'une source alternative dont les fluctuations de tension étaient très inférieures à un pour cent. — L. Brüninghaus.

Phénomènes de polarisation dans les tubes à rayons X. — Ratner (S.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 193-204]. — Si un tube à rayons X est traversé pendant un temps très long par une décharge électrique, on observe une diminution graduelle du courant à tension constante, un « durcissement » du tube même lorsque la pression garde une valeur constante. Par analogie avec les phénomènes présentés par les cellules électrolytiques, on peut parler d'une polarisation du tube.

L'auteur a étudié le phénomène dans un tube à cathode d'aluminium et à anode de cuivre ; les rayons produits sortaient du tube par une fenêtre d'aluminium et leur dureté était mesurée au moyen d'écrans d'épaisseur variable. Après plusieurs heures d'usage, le tube durcit ; le potentiel explosif pour une pression donnée

augmente, les rayons X produits sont plus pénétrants. Quand le tube est polarisé dans un sens, il livre facilement passage au courant en sens inverse et le renversement du courant a pour effet de faire diminuer la polarisation.

Un tube polarisé se dépolarise de lui-même lentement s'il est laissé au repos; l'introduction momentanée de petites quantités de gaz favorise le retour à l'état primitif. La polarisation n'est pas due à un état particulier du gaz raréfié car on peut le renouveler sans changer le phénomène; elle dépend de la nature et de l'état des électrodes ainsi que de la nature du gaz. M. Ratner attribue ces phénomènes à la formation d'une mince enveloppe gazeuse sur les électrodes; il signale le fait assez étrange que la dureté des rayons X produits paraît dans ses expériences dépendre uniquement de la tension et aucunement de la pression pourtant relativement élevée. — L. de Broglie.

Phénomènes de polarisation dans les tubes à rayons X. — Whiddington (R.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 720]. — M. Ratner a récemment étudié les phénomènes de polarisation dans les tubes à rayons X. M. Whiddington réclame contre lui certaines priorités; il suggère une explication des variations de dureté d'un tube en fonctionnement; la dureté dépend beaucoup des charges réparties sur les parois et ces charges varient pendant le fonctionnement par suite de la pulvérisation du métal des électrodes. — L. de Broglie.

Sur les spectres de rayons X de petites longueurs d'onde. — Duane (W.) et Mazumder (K.-C.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 536-537]. — Il s'agit ici d'expériences sur les spectres de rayons X de courtes longueurs d'onde, qui servent maintenant pour le traitement de certaines tumeurs dont le siège est à quelque distance au-dessous de la peau.

L'emploi d'une tension continue se montre supérieur à celui d'une tension alternatif pour l'alimentation des tubes à vide. On obtient un faisceau beaucoup plus intense, et avec une proportion plus forte de courtes longueurs d'onde.

Des expériences avec diverses substances absorbantes, destinées à servir de filtres, indiquent que le cuivre donne un spectre bien meilleur que l'aluminium, ou que les corps composés d'un élément de masse atomique moyenne, comme le lanthane, et d'un élément léger, comme le chlore.

L'épaisseur d'aluminium qui absorbe la même fraction de rayons X qu'une épaisseur donnée de cuivre dépend de la longueur d'onde. Pour $\lambda = 0,44$ Å le rapport des deux épaisseurs est environ 31, tandis que pour $\lambda = 0,095$ Å, il est égal à 6 seulement. On peut déduire de ce fait une méthode pour la détermination rapide de la longueur d'onde moyenne d'un faisceau non homogène de rayons.

L. Brüninghaus.

L'amollissement des rayons X secondaires. — Compton (A.-H.) [*Nat.*, **108** (1921), 366-367]. — On a remarqué de divers côtés que lorsqu'un faisceau de rayons X ou γ traverse une substance quelconque, les rayons secondaires excités sont moins pénétrants que les rayons primaires. Ce changement est dû, non pas à une diffraction plus grande des éléments mous du faisceau incident, mais à une modification réelle dans le caractère de la radiation. On a émis aussi l'hypothèse que l'amollissement des rayons serait dû au processus de diffraction. L'auteur pense, au contraire, qu'il s'agit d'une véritable excitation de rayons de longueurs d'onde plus grande que celle des rayons incidents, c'est-à-dire d'une sorte de fluorescence. Et il a trouvé, en effet, que le coefficient d'absorption des rayons ainsi

produits par un radiateur, comme la paraffine, éclairé au moyen des radiations K du tungstène, est de 20 à 50 pour cent (selon l'incidence) supérieur à celui des rayons incidents. — L. Brüninghaus.

L'amollissement des rayons X secondaires — **Plimpton** (S.-J.) [*Nat.*, **108** (1921), 402]. — Réponse à une précédente lettre de Compton, publiée précédemment. La critique de ce dernier est sans fondement, car le but que se proposait l'auteur n'était pas celui que Compton avait envisagé. L'auteur admet cependant l'existence d'une radiation X de fluorescence, de longueur d'onde supérieure à celle du flux incident. — L. Brüninghaus.

Radiation secondaire de haute fréquence. — **Compton** (A.-H.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 96-97). — Les expériences de Florance et d'Ishino sur la dispersion des rayons γ montrent que la dureté des rayons secondaires diffère considérablement de celle des rayons primaires, ce qui s'explique si l'on admet que le rayonnement secondaire est constitué par l'ensemble d'un rayonnement dispersé et d'un rayonnement de fluorescence. On peut analyser le rayonnement secondaire en plaçant un écran absorbant alternativement sur le trajet des rayons primaires et des rayons secondaires. Toute radiation dispersée conserve la même intensité pour les deux positions de l'écran, tandis que le rayonnement fluorescent, étant en général moins pénétrant que le rayonnement primaire qui lui donne naissance, est plus fortement absorbé quand l'écran se trouve placé sur le trajet des rayons secondaires. Le rapport du rayonnement réellement dispersé au rayonnement secondaire total est la limite du rapport des intensités observées pour les deux positions de l'écran quand l'épaisseur de celui-ci croît progressivement.

Les expériences montrent que, pour les rayons γ, l'intensité du rayonnement dispersé sous des angles supérieurs à 90° est une fraction négligeable du rayonnement secondaire total. Sous un angle de 45°, 3 pour cent de la radiation semble être réellement dispersé. Les rayons X de longueur d'onde comprise entre 0,12 Å et 0,50 Å donnent des résultats analogues, mais moins accentués. Pour $\lambda = 0{,}12$ Å, le rayonnement dispersé est, sous 90°, égal à 15 pour cent et, sous 30°, égal à 70 pour cent du rayonnement total. Pour $\lambda = 0{,}50$ Å, la dispersion est beaucoup plus importante, mais le rayonnement fluorescent est encore une fraction notable du rayonnement total. Ces résultats, relatifs aux rayons γ et X, semblent être indépendants de la substance du radiateur (excepté dans les cas où une quantité perceptible du rayonnement caractéristique de fluorescence pénètre dans la chambre d'ionisation). Ils indiquent donc l'existence d'un type de rayonnement fluorescent dont la longueur d'onde ne dépend que de la fréquence des rayons excitateurs.

G. Déjardin.

Polarisation des rayons X secondaires. — **Compton** (A.-H.) et **Hagenow** (C.-F.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 97-98]. — En comparant, par une méthode d'absorption, le rayonnement primaire et le rayonnement secondaire de haute fréquence, l'un des auteurs a mis en évidence l'existence d'un rayonnement fluorescent dont la longueur d'onde est indépendante de la substance du radiateur et dépend uniquement de la fréquence des rayons excitateurs. L'étude de la polarisation des rayons secondaires, faite par une méthode beaucoup plus sensible que celle de Barkla, confirme les résultats obtenus par ce dernier lorsque l'épaisseur du radiateur est assez grande. Pour de petites épaisseurs, la polarisation devient beaucoup plus complète ; elle peut être considérée comme totale pour des épaisseurs extrêmement faibles de papier, d'aluminium et de soufre. Ce dernier résultat montre

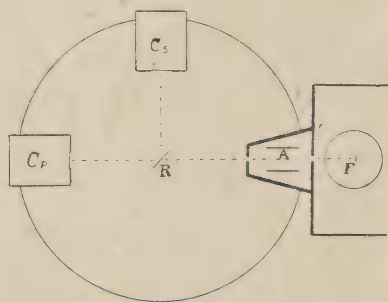
que le rayonnement réellement dispersé et le rayonnement fluorescent sont l'un et l'autre, dans ces conditions, complètement polarisés. Il semble que l'émission du rayonnement général fluorescent accompagne la libération des rayons cathodiques secondaires par les atomes du radiateur sous l'action des rayons primaires.

G. DÉJARDIN.

La vraie répartition de l'énergie dans le spectre continu des rayons X. — **Küstner** (**H.**) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **2** (1921), 56-57]. — Discussion, sans données expérimentales, de l'influence possible de la variation du pouvoir réflecteur avec la longueur d'onde et avec l'ordre du spectre. — G. BRUHAT.

Radiation J. — **Crowther** (**J.-A.**) [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 719-728]. — L'auteur développe une série d'arguments en faveur de l'existence d'une radiation « J », d'une longueur d'onde plus courte, et d'un pouvoir pénétrant plus grand que la radiation K. Les expériences entreprises avaient pour but d'obtenir une vérification directe de cette manière de voir.

L'appareil employé se compose d'un fort tube à rayons X, à foyer F presque ponctuel, dont on isole un étroit pinceau rectangulaire au moyen de fentes pratiquées dans des écrans en plomb. Ce pinceau est reçu par le radiateur R, dont le plan (vertical) est à 45° de la direction des rayons incidents. Deux chambres d'ionisation C_p et C_s, mobiles circulairement autour de R comme axe, reçoivent, l'une le faisceau primaire, l'autre le faisceau secondaire émis par le radiateur. Dans les positions indiquées sur la figure, il est aisé de montrer que, si les deux rayonnements (primaire et secondaire) sont de même nature, leurs absorptions par le radiateur seront les mêmes, ce qui rend les corrections inutiles. Les courants d'ionisation dans C_s et dans C_p seraient ainsi proportionnels aux intensités des radiations secondaire et primaire, respectivement. Une troisième chambre d'ionisation, en A, permet de mesurer l'intensité de la radiation primaire.



Pour étudier comment les rayons des deux faisceaux sont absorbés, on dispose devant chaque chambre C_s et C_p des écrans d'aluminium identiques. Si les deux rayons étaient de même nature, l'interposition de ces écrans ne devrait pas changer le rapport des intensités. Or, on a trouvé que le rapport $\frac{I_s}{I_p}$ diminue régulièrement lorsque l'épaisseur des écrans absorbants augmente (le radiateur R est une lame d'aluminium de 0,021 cm d'épaisseur). Ainsi la radiation secondaire est nettement plus absorbable que l'autre.

On peut expliquer ce résultat de deux façons : ou bien les rayons primaires changent légèrement de λ pendant la diffraction ; mais cette manière de voir conduit à des conséquences que l'expérience contredit ; — ou bien le radiateur émet un mélange de rayons simplement diffractés, et d'une radiation de fluorescence de longueur d'onde plus grande. Cette dernière hypothèse s'accorde très bien avec les faits observés. Et d'après les coefficients d'absorption on peut voir que le radiateur d'aluminium émet un mélange à parties à peu près égales de rayons diffractés et de fluorescence.

Des expériences analogues ont été faites avec la paraffine et le cuivre comme radiateurs, et les résultats obtenus ont été du même ordre.

Voici les longueurs d'onde λ des rayons correspondant à ces divers radiateurs.

Radiateur	λ primaire	λ secondaire
Paraffine	$0,38.10^{-8}$	$0,43.10^{-8}$
Aluminium	{ 0,41 » 0,36 » }	0,51 »
Cuivre	0,36 »	0,46 »

En supposant que les rayons secondaires ayant ces longueurs d'onde sont de vraies radiations de fluorescence, il est clair qu'elles ne peuvent toutes appartenir à la même série. Dans le cas des raies de la série K et L, la fréquence d'une raie donnée varie à peu près comme le carré du nombre atomique du corps qui l'émet. Et l'auteur est conduit à attribuer les phénomènes décrits ci-dessus à l'existence d'une série « J », pour laquelle on prévoit, en effet, dans le cas de l'aluminium, des longueurs d'onde comprises entre $2,7.10^{-8}$ et $0,24.10^{-8}$ cm, nombres qui correspondent bien à la région du spectre dans laquelle se produisent les phénomènes attribués à la radiation « J ». — L. Brüninghaus.

Radiation J; sommaire. — **Richtmyer** (F.-K.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 418]. — La radiation J correspondrait, dans le spectre de rayons X, à la région de ce spectre dont les longueurs d'onde sont plus courtes que celles qui correspondent à la radiation K. L'existence de ce groupe de rayons n'est pas démontrée.

L. Brüninghaus.

Spectre de haute fréquence du platine (Série K). — **Rogers** (J.-S.) [*Proc. Roy. Soc. Victoria*, **34** (1922), 196-206]. — L'auteur a réalisé un spectrographe à rayons X au moyen d'un théodolithe de Dancer. Les fentes collimatrices avaient 0,1 mm et 0,6 mm de largeur, la plus large étant la plus voisine du cristal. Celui-ci était un rhomboèdre de calcite animé d'un mouvement de rotation de 2 degrés à l'heure. L'auteur a employé un film enroulé suivant le cylindre focal.

Les séries K du tungstène (tube Coolidge) et du platine (tube à gaz Gundelach, platine dépourvu d'iridium) furent successivement enregistrées sur les deux moitiés dans le sens vertical de plusieurs films. Les raies du platine furent mesurées en prenant pour références celles du tungstène (moyennes des mesures de Siegbahn et de Duane). Les élongations furent considérées comme proportionnelles aux longueurs d'ondes dans cet étroit domaine spectral.

L'auteur a ainsi trouvé :

α_2	$0,1895 \pm 0,0002$	Å
α_1	$0,1851 \pm 0,0001$	—
β	$0,1644 \pm 0,0002$	—
γ	$0,1596 \pm 0,0002$	—

Ces valeurs sont inférieures de $\frac{1}{1000}$ aux anciennes mesures de Lilienfeld et Seemann, excepté pour α_2 (à cause de $Ir\alpha_1$). Elles dépassent de $\frac{1}{100}$ les mesures de M. de Broglie, effectuées pourtant elles aussi par rapport aux raies du tungstène. Mais la limite d'absorption K de ce métal déterminée par Siegbahn cadre bien avec

le groupe de mesures précédent et est incompatible avec le chiffre de de Broglie relatif à $K\gamma$.

L'auteur montre que ses déterminations sont en accord satisfaisant avec la formule de Kroo, qui donne la longueur d'onde à partir de la théorie de Sommerfeld. La différence de fréquence des raies α_1 α_2 — qui constituent un doublet régulier de relativité — est aussi assez voisine des prévisions théoriques (à 10 p. 100 près).

Il faut cependant remarquer que la méthode utilisée par l'auteur n'est pas à l'abri de la critique : les causes d'erreur sont, la pénétration des rayons dans le cristal et l'emploi d'un film dont la dessiccation variable ne saurait permettre des mesures de précision. Les mesures spectrographiques doivent, dans cette région spectrale, s'effectuer par une méthode de transmission et avec des plaques photographiques. — A. DAUVILLIER.

Sur les raies K_α des éléments légers. — **Dolejsek (V.)** [*C. R.*, **174** (1922), 441]. — Résultat des mesures des raies K α des éléments du zinc au chlore.

A. BLANC.

Sur la complexité de la série K des éléments légers et son interprétation théorique. — **Dauvillier (A.)** [*C. R.*, **174** (1922), 443]. — Tableau des longueurs d'onde des dix composantes de la série K du cuivre signalées dans une note antérieure (1921). Dans la série K du molybdène, l'auteur n'a observé d'autres raies que celles trouvées par W. Duane. L'hypothèse la plus plausible, pour expliquer l'existence des satellites α_7, α_3 et α_4, consiste à admettre qu'ils proviennent de combinaisons entre de nouveaux niveaux L de basse fréquence et le niveau K ; l'existence de ces niveaux L supplémentaires explique aussi la complexité observée par Millikan pour les rayons L des éléments légers. — A. BLANC.

Le commencement des séries K et L des rayons X. — **Mohler (F.-L.) et Foote (P.-D.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 434-435]. — Ce travail fournit les limites K ou L des spectres de rayons X des éléments suivants : B, C, N, O, Na, Mg, P, S, Cl. En traçant la courbe des racines carrées des fréquences correspondantes en fonction du numéro atomique, on obtient trois lignes droites presque parallèles.

L. BRÜNINGHAUS.

Sur la série L du spectre des rayons X. — **Coster (D.)** [*C. R.*, **174** (1922), 378]. — L'auteur a montré précédemment qu'on peut réunir presque toutes les raies mesurées avec certitude pour les éléments les plus lourds, dans un schéma très simple composé d'un niveau K, trois niveaux L, cinq niveaux M, sept niveaux N. Pour vérifier ce même schéma pour les éléments plus légers, il a mesuré de nouveau les spectres d'un grand nombre d'éléments (Ta-Rb); les nouveaux résultats confirment en général les anciens, et donnent un appui à la théorie de la structure de l'atome de Bohr. Suit l'énumération de quelques divergences constatées avec les résultats de M. Dauvillier. — A. BLANC.

Sur les longueurs d'onde d'émission et d'absorption dans la radiation caractéristique de la série L. — **Coster (D.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 218-220]. — Duane et Patterson ont trouvé que les raies β_5 et γ_2 du tungstène ont respectivement une fréquence supérieure à celles des bandes d'absorption L_1 et L_2. Cette conséquence est contraire à la loi de Stokes et à toutes nos idées sur l'émission des radiations. Coster a vérifié les mesures de Duane et trouvé le même résultat; il

cherche un faux fuyant pour éviter cette difficulté théorique. Fort heureusement, Dauvillier a montré récemment que les raies mesurées par Duane et Coster, pour le tungstène, avaient été, à tort, identifiées avec β_5 et γ_2 et que les vraies raies β_5 et γ_2 devenues beaucoup plus faibles pour le tungstène que pour les métaux lourds suivent la loi de Stokes. Tout se réduit donc à une erreur de nomenclature et la difficulté a disparu. — L. de Broglie.

Sur le principe de combinaison et la loi de Stokes dans les séries de rayons X. — **Coster** (D.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 20-23]. — Les raies β_5 et γ_2 du tungstène sont de longueurs d'onde plus courtes que les discontinuités L_1 et L_2. Ce fait établi par Duane et Patterson et qui paraît au premier abord contraire à la loi de Stokes s'explique, comme l'ont montré Hoyt et Dauvillier par une mauvaise identification des raies due à la variation brusque de leurs intensités relatives dans cette région de la série des éléments. Coster, en prenant sur une même plaque, les discontinuités et les raies du tungstène, a confirmé cette explication ; il a de plus déterminé une nouvelle raie γ_6 dont il donne les longueurs d'onde pour divers corps.

L'auteur a de plus mesuré deux nouvelles discontinuités M, M_4 et M_5. Les fréquences des raies γ, α, α_2 β, β_3 et β_4 s'obtiennent par différence entre les fréquences des discontinuités M conformément au principe de combinaison. Il subsiste cependant une petite différence systématique due sans doute aux erreurs de mesures. — L. de Broglie.

Sur les spectres de rayons X et la théorie de la structure atomique. — **Coster** (D.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 546-573]. — Suite d'une étude parue dans *Phil. Mag.*, **43** (1922), 1070.

Mesure des longueurs d'onde de 3 à 1 10^{-11} cm des raies des terres rares, du La (57) au Lu (71) et discussion des résultats, classification des raies, comparaison avec la loi de Moseley, détermination des discontinuités d'absorption.

La discussion de l'ensemble des résultats expérimentaux montre un accord remarquable avec la théorie de Bohr qui fait dériver les éléments l'un de l'autre dans l'ordre des nombres atomiques croissants, par développement des couches successives autour du noyau. La couche M est complète au voisinage du groupe Fe, la couche N au voisinage du Pd et elle est complète pour les terres rares. La couche O est incomplète avec les métaux du groupe du Pt.

Les résultats obtenus sur les terres rares, la comparaison des longueurs d'onde des raies $K\beta_2$ d'une part, $K\alpha$ et $L\alpha$, d'autre part pour Cu et Zn, des raies $L\beta_2$ de Ag, $L\beta_5$ de Au avec les limites d'absorption L correspondantes, montrent que quand une couche est complètement garnie les derniers électrons fixés n'ont pas une liaison beaucoup plus solide que les derniers électrons de valence.

Les raies non sériées paraissent dues dans certains cas à l'émission simultanée de deux électrons par des particules β à très grande vitesse.

Dans certains éléments on a trouvé une discontinuité d'absorption secondaire située à côté d'une discontinuité principale du côté des grandes longueurs d'onde. Contrairement à la théorie de Wentzel, l'auteur l'attribue à un électron qui passe d'un niveau à un niveau extérieur incomplet. Cette raie pourrait alors dans des conditions convenable apparaître comme raie d'émission. — R. Fortrat.

Sur le doublet L du néon. — **Grotrian** (W.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, **3** (1922), 41.] — D'après les dernières idées de Bohr, tous les gaz rares, sauf l'hélium, doivent présenter, comme le néon, trois potentiels d'ionisation.

G. Bruhat.

Le doublet L du néon. — **Grotrian (W.)** [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1921), 116-125]. — L'auteur rappelle comment les dernières recherches expérimentales et divers travaux théoriques ont permis de classer les raies des spectres de rayons X et d'en faire un schéma analogue à celui que N. Bohr a proposé pour les spectres lumineux des alcalins. Tout porte à croire qu'il existe pour chaque sorte d'atome un « état normal » de probabilité beaucoup plus grande que celle des autres états possibles : dans cet état, les électrons périphériques sont répartis sur les niveaux énergétiques de Bohr, chaque niveau présentant en général une « structure fine ». L'étude des spectres X a montré dans l'atome « normal » des éléments l'existence de 1 niveau K, 3 niveaux L, 5 niveaux M, au moins 7 N, etc.

Le potentiel d'ionisation d'un corps correspond au travail nécessaire pour extraire de l'atome un des électrons de la couche la plus extérieure, la couche optique. Il doit donc y avoir pour chaque élément plusieurs potentiels d'ionisation légèrement différents correspondant aux divers niveaux de « structure fine » de la couche optique. Considérons le néon : il possède huit électrons sur sa couche L qui, pour lui, est la couche extérieure optique : il doit donc avoir trois potentiels d'ionisation correspondant aux trois niveaux L_1 L_2 et L_3. Le doublet L_1 L_2 du néon peut se calculer par extrapolation de la formule de Sommerfeld $\Delta\nu_{L1L2} = \Delta\nu_H (Z-z)^4$, $\Delta\nu_H$ étant le doublet de l'hydrogène (0,38 cm^{-1}), Z le nombre atomique (10) du néon, z le terme d'écran voisin de 3,5. On trouve $\Delta\nu_{L1L2} = 0{,}78\ cm^{-1}$ et ce nombre coïncide avec un nombre trouvé par Paschen dans l'étude du spectre du néon comme différence de fréquences entre certaines raies, l'auteur montre comment on peut facilement interpréter le résultat de Paschen. Quant au doublet L_1L_3 du néon, il peut se calculer en extrapolant la loi de Wentzel $\Delta\sqrt{\frac{\nu}{R}} = C^{te}$. On trouve ainsi $\sqrt{\nu_{L3}} - \sqrt{\nu_{L1}} = 0{,}5$.

Maintenant, que donne l'expérience ? Elle donne d'abord une valeur du potentiel d'ionisation égale à 16,7 V qui, d'après la loi de Moseley, correspond bien à L_1. Le doublet L_1L_2, s'il est bien égal à 0,78 cm^{-1}, est trop serré pour être dédoublé par les méthodes de mesure des potentiels d'ionisation. Quant à la valeur du potentiel d'ionisation L_3, elle devrait, d'après les valeurs de ν_{L1} et de $\sqrt{\nu_{L1}} - \sqrt{\nu_{L3}}$ être située vers 35 volts. Les expérimentateurs ne l'ont pas jusqu'ici signalée ; ils ont, par contre, noté des discontinuités dans les courbes d'ionisation pour 20 V. et 22,8 V., mais ces valeurs sont douteuses. La question reste ouverte.

Déjà, pour l'argon, la structure du « niveau optique » est trop fine pour pouvoir être mise en évidence par l'étude des potentiels d'ionisation.

L. de Broglie.

Sur la série N dans les spectres de rayons X. — **Dolejsek (V.)** [*Nat.*, 109 (1922), 582]. — En se servant du puissant spectrographe à rayons X de Siegbahn, l'auteur a pu observer quelques raies qui doivent appartenir aux séries N de l'uranium et du thorium. Ces raies se trouvent entre 8,6 et 12,0 Å pour l'uranium, entre 9,4 et 13,5 Å pour le thorium, — nombres qui concordent avec les prévisions théoriques.

L. Brüninghaus.

Sur la série N des spectres de rayons X. — **Dolejsek (V).** [*Zeits. f. Phys.*, 10 (1922), 129-136]. — Les spectres de Ur, Th et Bi ont été photographiés au spectrographe à cristal tournant. La plaque tend à se voiler, aussi est-il nécessaire de faire des poses courtes (1 seconde); chaque cliché correspond à une rotation du

cristal de 1° au plus. La forte absorption des rayons et la largeur des raies ont fait choisir une fente large (0,1 mm). Les raies N sont mêlées avec des raies M appartenant à des spectres d'ordre plus élevé. On les distingue les unes des autres soit par leur absorption soit par comparaison des spectres produits par deux cristaux différents (gypse et sucre) qui réfléchissent les spectres des différents ordres avec des intensités relatives très différentes.

Les mesures s'étendent de 13 à 8,6 Å. On a obtenu 7 raies pour l'Ur et le Th, 2 pour le Bi. Elles rentrent bien dans le schéma de Sommerfeld-Coster et coïncident avec les raies calculées d'après le principe de combinaison. Pour la première fois on dédouble les doublets P_1 — P_2 et O_1 — O_2 (structure fine de Sommerfeld).

R. Fortrat.

Raies d'étincelles dans les spectres de Röntgen. — Wentzel (G.) [*Ann. der Phys.*, 66 (1922), 437-462]. — Important article sur l'explication théorique des spectres Röntgen. Ces spectres présentent, on le sait, un grand nombre de raies s'interprétant comme « combinaisons » des divers niveaux énergétiques de l'atome. Cependant un certain nombre de raies faibles dont la découverte est due surtout à Dauvillier et à Coster rentrent difficilement dans ce schéma ; de plus les travaux de Hjalmar ont révélé dans la série K des éléments légers une complexité jusqu'ici inexpliquée. M. Wentzel propose de rapprocher ces raies des « raies d'étincelles » des spectres optiques ; celles-ci sont dues suivant la théorie actuellement admise à des atomes ionisés ; ne peut-on pas aussi attribuer les raies inexpliquées des spectres Röntgen à des atomes ionisés ? M. Wentzel montre en détail que cette explication est très admissible pour les raies surnuméraires de la série K des éléments légers.

Si nous désignons par K l'état d'un atome dont un électron K a été enlevé, par K^2 l'état d'un atome privé de ses 2 électrons K, par KL l'état d'un atome privé d'un électron K et d'un électron L les raies de la série K de Hjalmar seront dues à des transformations intraatomiques exprimées par les symboles suivants :

$$\alpha\ K \rightarrow L \qquad \alpha_3\ KL \rightarrow L^2 \qquad \alpha_4\ K^2 \rightarrow KL$$
$$\alpha_5\ KL^2 \rightarrow L^2 \qquad \alpha_6\ K^2L \rightarrow KL^2$$

Les formules mathématiques conduisent à des résultats qui s'accordent avec l'expérience du moins quant aux ordres de grandeur.

Naturellement, les atomes ionisés anormaux donneront lieu à des bandes d'absorption ne coïncidant point avec les bandes normales ; ainsi pourrait s'expliquer la structure fine des bandes observée par Fricke et là encore les ordres de grandeur paraissent satisfaisants.

Enfin, M. Wentzel montre que ce schéma très souple peut aussi rendre compte des raies faibles de Dauvillier-Coster sans qu'on puisse atteindre ici des concordances numériques.

La théorie de M. Wentzel est très séduisante ; les notations introduites pour symboliser les raies sont très commodes et méritent d'être conservées. Comme les « raies d'étincelles » de Hjalmar sont relativement assez intenses, il faut supposer que le nombre des atomes plusieurs fois ionisés est assez grand dans l'anticathode ; on se serait plutôt attendu à le trouver extraordinairement petit et c'est peut-être là une objection aux vues de M. Wentzel.

L. de Broglie.

Classification des niveaux O et P au moyen du principe de sélection appliqué aux spectres Röntgen. — Wentzel (G.) [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1921), 85-88]. — On est aujourd'hui d'accord pour attribuer des niveaux O comme « niveaux de départ » aux lignes $\psi(\gamma_4)$ et β_7. Leur existence se concilie avec les règles

de sélection données antérieurement par Wentzel ; la raie nouvelle β'_7 ($N_{12} \rightarrow L_1$) de Dauvillier y contredit au contraire. Wentzel admet l'existence de 5 niveaux O à trois quanta ; les niveaux O_1 et O_2 d'une part, O_3 et O_4 d'autre part forment des doublets « réguliers » si serrés qu'on ne peut pratiquement pas les séparer. Le principe de sélection prévoit l'existence des raies $O_{12} \rightarrow L_1$; $O_{34} \rightarrow L_3$; $O_5 \rightarrow L_1$; $O_{12} \rightarrow L_2$ et $O_5 \rightarrow L_2$. Elles existent en effet ; ce sont ζ (β_i), ψ (λ_4), γ (β_7), θ (γ_2) et μ (cette dernière est douteuse).

Les doublets O_2 O_3 et O_4 O_5 ont à peu près les caractères des doublets « irréguliers » comme le veut la règle d'alternance des deux sortes de doublets proposée par l'auteur. La raie ω (γ_8 de Dauvillier) est une raie $P_{12} \rightarrow L_3$. Les raies $P_3 \rightarrow L_1$ et $P_3 \rightarrow L_2$ sont confondues avec ζ et θ ; ceci expliquerait l'absence de raies entre ζ et la discontinuité L, signalée par Dauvillier et L. de Broglie. Seules, quelques raies faibles échappent à la classification de Wentzel ; on sait qu'il pense pouvoir les interpréter comme raies « d'étincelle » dues à des atomes ionisés.

L. de Broglie.

Note sur les spectres de rayons X. — Duane (W.) et Patterson (R.-A.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 542-543]. — Les auteurs publient dans cette note le résultat de mesures nouvelles et plus exactes portant sur les limites d'absorption pour l'or, le platine et le bismuth. Ils montrent que les nombres obtenus concordent avec les systèmes de spectres de rayons X proposés par Smekal et Coster.

La relation selon laquelle une fréquence d'absorption L moins une fréquence d'absortion M doit égaler une fréquence d'émission M a été montrée par les auteurs être approximativement vraie pour les cas non éliminés par un « principe de sélection ». Avec ses mesures nouvelles et exactes, Coster a montré qu'il y a un écart systématique par rapport à la précédente relation. Il attribue cet écart au fait que les valeurs des auteurs pour les fréquences d'absorption L sont trop petites. Les auteurs contestent cette opinion.

On donne ensuite les valeurs obtenues pour les longueurs d'onde d'émission et d'absorption dans la série K du molybdène. — L. Brüninghaus.

Sur les séries L de l'uranium et le principe de combinaison dans les spectres de rayons X. — Dauvillier (A.) [*C. R.*, **172** (1921), 1 350]. — Compléments aux résultats indiqués dans une note antérieure (*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 61 D). Des clichés effectués avec de très longues poses et diverses différences de potentiel (21 450 volts pour séparer les séries L_2 et L_3 dont les potentiels d'excitation sont voisins de 20 900 et 21 700 ; 30 000 volts ; 43 000 volts), ont fait apparaître de nouvelles raies. Le molybdène de la cathode Coolidge peut, par évaporation, venir se déposer sur l'anticathode en quantité très faible, mais suffisante pour introduire dans les clichés certaines raies de ce métal. La discussion, appuyée sur le graphique de Moseley et sur le principe de combinaison dans les séries L du tungstène et de l'uranium, conduit à identifier toutes les raies observées dans un tableau à double entrée où sont indiqués les anneaux de départ (L_3, L_2, L_1 ; M_5, M_4, M_3, M_2, M_1 ; N_7, N_6, N_5, N_4, N_3, N_2, N_1), et les anneaux d'arrivée (K ; L_3, L_2, L_1 ; M_5, M_4, M_3, M_2, M_1) des électrons qui émettent ces diverses radiations.

J. Villey.

Sur le principe de combinaison et les raies d'absorption dans les spectres de rayons X. — Dauvillier (A.) [*C. R.*, **173** (1921), 35]. — Indications sur divers résultats de recherches complémentaires conduisant à modifier le tableau de classification des raies donné dans la note ci-dessus. Au cours de ces recherches,

l'auteur a observé deux cas très nets de raies d'absorption (limite L_1 de l'uranium, et limite K, du brome), qui confirment l'existence de ce phénomène récemment mis en doute par Duane et Fricke. — J. Villey.

Sur la structure fine des séries de rayons X. — Coster (D.) [*C. R.*, **173** (1921), 77]. — Identification de raies dans les spectres du tantale et de l'uranium. L'auteur arrive à un tableau de correspondance entre les niveaux d'arrivée et de départ des électrons et les raies observées, qui diffère en divers points de celui proposé par Dauvillier. Pour les éléments les plus lourds, il compte : 1 niveau K, 3 niveaux L, 5 niveaux M, 7 niveaux N et 5 niveaux O. — J. Villey.

Sur la structure fine des spectres de Röntgen. — Smekal (A.) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 559-561]. — Les récentes recherches expérimentales sur les séries spectrales X ont montré la non-existence des « défauts de combinaison » dont on avait vainement cherché une interprétation satisfaisante. En réalité, le principe de combinaison de Ritz semble bien s'appliquer en toute rigueur, mais le nombre des fréquences caractéristiques d'un atome (niveaux d'énergie intraatomiques) est beaucoup plus grand qu'on ne l'avait d'abord pensé. Il y a au moins 3 niveaux L, 5 M et 8 N. Coster, Dauvillier, Wentzel, Sommerfeld ont dressé des tables des raies L des éléments du Ta à l'U et attribué ces raies à la combinaison de telle et telle fréquences critiques. Bien que ce travail ne soit pas encore achevé en tous ses détails, la valeur de l'œuvre accomplie est certaine.

Bien des questions se posent encore. M. Smekal ne partage pas l'avis de Dauvillier sur l'identité des raies $L_{\gamma 3}$ et $L_{\gamma 4}$. Il ne regarde pas comme impossible l'existence de raies telles que $L_3 \rightarrow L_1$, mais cette existence n'est pas encore démontrée. — L. de Broglie.

Sur la structure fine des spectres de Röntgen. — Smekal (A.) [*Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien., Abt IIa*, **130** (1921), 25-30]. — L'auteur rappelle les travaux dans lesquels il a démontré l'impossibilité de s'en tenir au schéma plan de l'atome et la nécessité d'introduire pour caractériser chaque niveau d'énergie 3 nombres de quanta. Puis, il insiste sur la possibilité de déduire à partir des niveaux L supposés connus et des raies de la série L les énergies des niveaux M et N, la loi des fréquences de Bohr paraissant de plus en plus posséder une exactitude rigoureuse.

Toute cette première partie du mémoire, daté de février 1921, contient donc l'énoncé de principes qui se sont bien confirmés depuis. La seconde partie est consacrée à la mise en œuvre de ces principes, mais les progrès de la science ont été dans ce domaine si rapides depuis quelques mois qu'elle a déjà vieilli. Les travaux plus récents de Coster, Wentzel, Dauvillier, Kossel et de Smekal lui-même ont depuis le début de l'année 1921 renouvelé la question au point de vue expérimental et au point de vue théorique en en montrant toute la complexité. M. Smekal a eu l'incontestable mérite de s'être un des premiers engagé dans la bonne voie.

L. de Broglie.

Sur la théorie des spectres de Röntgen. (Sur la question de la disposition des électrons dans l'atome). — Smekal (A.) [*Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa*, **129** (1920), 635-660]. — Dans un mémoire paru l'année précédente dans le même périodique, l'auteur avait montré l'impossibilité de rendre compte des fréquences des raies spectrales X au moyen d'un schéma plan de l'atome. La meilleure formule obtenue avec ce genre de schéma est celle de Kroo pour la raie K_α, mais elle est elle-même insuffisante. De nouvelles mesures de Siegbahn comportant

une grande précision ont décidé l'auteur à reprendre la question en tenant compte de certains facteurs jusque-là négligés (correction de relativité, perturbations mutuelles des orbites) et en discutant l'incertitude introduite par l'erreur commise sur la constante cristalline du sel gemme. La conclusion reste la même : le schéma plan est insuffisant.

Vegard a cru pouvoir calculer avec exactitude les fréquences X à l'aide du schéma plan et de certaines hypothèses. Smekal rejette les conclusions de Vegard qui ne sont que grossièrement d'accord avec l'expérience.

Il semble aussi impossible de modifier les bases de la théorie de Bohr de façon à rendre acceptable le schéma plan. Il est plus rationnel d'envisager un schéma spatial, trois nombres de quanta s'introduisent au lieu de deux pour caractériser chaque niveau d'énergie et ceci conduit à expliquer l'existence de 3 niveaux L et, d'au moins 5 niveaux M, explication que le schéma plan ne peut fournir. L'existence de 3 niveaux L conduit à rejeter le soi-disant doublet A de Sommerfeld dont l'expérience semble bien ne révéler aucune trace.

Dans le modèle spatial, rien n'oblige à admettre l'équivalence des divers électrons d'une même « couche » au point de vue énergétique et peut-être pourrait-on en renonçant à cette équivalence interpréter la structure si complexe de la série K pour les éléments légers. — L. de Broglie.

La largeur des raies spectrales X. — **Compton (A.-H.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 68-72]. — L'auteur a mesuré la largeur des raies $\lambda = 1,242$ et $\lambda = 1,279$ Å. Il a constaté une diminution de largeur en passant du premier au second ordre suivie d'une nouvelle augmentation pour les troisième et quatrième ordres. Examinant les diverses causes possibles de l'élargissement des raies, M. Compton conclut à la non-homogénéité des radiations formant une raie spectrale X. Le rapport $\frac{d\lambda}{\lambda}$ serait de l'ordre de $\frac{7}{10\,000}$. Ce manque d'homogénéité ne peut pas être attribué à un effet Döppler ; peut-être faut-il admettre comme l'indique la théorie de Sommerfeld une complexité des raies, une structure fine. — L. de Broglie.

L'effet de l'amortissement sur la largeur des raies spectrales X. — **Jauncey (G.-E.-M.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 64-67]. — A.-H. Compton étudiant les raies $\lambda = 1,242$ et $\lambda = 1,279$ du tungstène est arrivé à la conclusion que ces lignes avaient une largeur telle que $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{7}{10\,000}$; cette largeur serait due à un manque d'homogénéité des raies. L'auteur cherche en utilisant le développement en série de Fourier d'une oscillation sinusoïdale amortie à rendre compte de cette largeur des raies. On peut toujours y parvenir en adoptant une valeur convenable du coefficient d'amortissement qui joue le rôle de paramètre arbitraire, mais la valeur qu'on est ainsi conduit à adopter pour ce coefficient n'est pas égale à la valeur fournie par la théorie électromagnétique pour un oscillateur électronique de même fréquence. L'auteur examine les conséquences de cette contradiction.

L. de Broglie.

La largeur des raies du spectre de rayons X. — **Gilchrist (L.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 89-94]. — L'auteur se préoccupe de rechercher les causes qui sont susceptibles de faire varier la largeur des raies du spectre de rayons X.

Il a déjà été remarqué que l'influence de l'effet Döppler conduit à un élargissement tout à fait inappréciable des raies de cette région du spectre, en admettant

que la vitesse de la source soit inférieure à la vitesse des molécules calculée d'après la théorie cinétique des gaz et dans les conditions usuelles des observations. Il y a donc lieu de considérer d'autres causes d'élargissement. En considérant séparément, d'abord le mouvement de l'électron, ensuite l'ensemble du mouvement de l'électron et du mouvement de l'atome émissif, on a, en appliquant dans les deux cas l'équation des quanta, deux valeurs différentes λ et λ_1 de la longueur d'onde, dont la différence $d\lambda$ fournit la mesure de la largeur de la raie spectrale considérée. L'auteur montre qu'avec une anticathode de tungstène, et à la température ordinaire, cet effet est observable, et même mesurable, à condition d'employer une fente assez étroite.

Une variation de température faisant passer l'anticathode de 300° à 2 100° absolus, produit un élargissement du même ordre de grandeur que le précédent. L'auteur discute ensuite la question de la répartition de l'intensité dans les raies spectrales. Il aboutit à une expression permettant de déduire la vitesse des atomes émissifs de l'anticathode de la largeur des raies observées. Une application de ce calcul à quelques-unes des raies spectrales données par Duane, a fourni pour la vitesse des atomes des anticathodes examinées un nombre voisin de 12 à 14 mètres par seconde. — L. Brüninghaus.

Le spectre X du tungstène obtenu avec un spectromètre à mica. — Yoshida (U.) et Tanaka (S.) [*Mem. Coll. Sc. Kyoto*, 5 (1921), 173-178]. — Les auteurs ont obtenu des spectres de divers ordres du tungstène en utilisant la réflexion sur une feuille de mica enroulée sur un cylindre en bois. Ils ont retrouvé les principales raies de la série L ; les longueurs d'onde mesurées sont en bon accord avec les valeurs données par Siegbahn, Overn et Dershem. Les raies les plus intenses ont pu être obtenues en 8e, 9e et même 10e ordre. Certaines raies visibles sur les clichés n'ont pu être interprétées ; elles sont dues sans doute à des réflexions anormales. — L. de Broglie.

Les derniers progrès de la spectroscopie Röntgen. — Siegbahn (M.) [*Jahrb. d. Radioakt.*, 18 (1922), 240-292]. — Revue des progrès récents de l'étude expérimentale des rayons X. Toute cette étude repose sur la réflexion des rayons X par les cristaux et nécessite par suite la connaissance exacte de la constante cristalline ; M. Siegbahn discute les valeurs de cette constante pour les cristaux usuellement employés (sel gemme, calcite, gypse, etc.). Il rappelle ensuite rapidement les lois des spectres de Röntgen (loi de Moseley, loi de Planck-Einstein, etc.) et les conditions de leur excitation.

Une grande partie du mémoire est ensuite consacrée à la description de divers types nouveaux de tubes (tube métallique de Lindh, tube de Rausch von Traubenberg, etc.) ainsi que des perfectionnements récents de spectrographes (spectrographe à vide de Karcher, spectrographe à arête de Seemann, spectrographe à vide pour grandes ondes, spectrographe avec chambre d'ionisation à déplacement automatique, etc.).

Viennent enfin des tableaux très complets de toutes les valeurs numériques obtenues jusqu'à ce jour pour les fréquences et les longueurs d'onde des raies et des discontinuités d'absorption dans les diverses séries.

Pour terminer, M. Siegbahn rappelle comment l'effet photoélectrique va désormais permettre l'exploration des niveaux intra-atomiques sans passer par l'intermédiaire de la réflexion sur un cristal. — L. de Broglie.

Perfectionnement de la précision des mesures dans les spectres Röntgen. — **Siegbahn (M.)** [*Zeits. f. Phys.*, **9** (1922), 68-80]. — La méthode du spectrographe à vide a déjà rendu bien des services pour la mesure des longueurs d'onde X, mais il faut encore, si possible, en augmenter la précision. Dans ce but, l'auteur a minutieusement discuté toutes les causes d'erreur ; la plus importante et la plus difficile à éviter est la non-coïncidence de l'axe de rotation du cristal avec le plan de réflexion. Un nouveau tube a été employé dont le mémoire contient la description et qui, grâce à un énergique refroidissement, pourrait supporter jusqu'à 200 milliampères sous 20 000 volts. Des mesures de précision ont été effectuées dans ces conditions sur la raie $K\alpha_1$ du cuivre, la calcite étant utilisée pour la réflexion. La comparaison des angles de réflexion dans les divers ordres montre que la relation de Bragg n'est pas rigoureuse. — L. de Broglie.

Augmentation de la précision des mesures dans les spectres de rayons X. II. — **Siegbahn (M.) et Dolejsek (V.)** [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 159-168]. — On trouvera dans ce mémoire les longueurs d'onde des raies $K - \alpha_1$ et β_1 — des éléments compris entre Zn (30) et P (15) avec 6 chiffres significatifs ; on y trouvera également l'indication de la largeur des raies $K\alpha_1$, qui atteint $0{,}1\ 10^{-11}$ cm pour Ca et K. Les auteurs ont aussi mesuré pour la plupart de ces éléments les raies $K\ \beta'$ et γ_1 ; enfin ils ont déterminé la constante du réseau du quartz : on a, à 18° :

$$\log 2d = 0{,}9290750 \pm 0{,}0003 \qquad 2d = 8493{,}27$$

G. Bruhat.

Mesure de la constante h du rayonnement par la limite du spectre continu des rayons X. — **De Broglie (M.)** [*Journ. de Phys.*, **1** (1920), 39-43].

Nouvelle détermination de la constante h du rayonnement au moyen des rayons X. — **Duane (W.), Palmer (H.-H.) et Chi-Sun Yeh** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 98-99]. — Application de la relation : $eV = h\nu$. La différence de potentiel V est mesurée, à l'aide d'un potentiomètre et d'éléments Weston, avec une erreur possible ne dépassant pas 0,01 pour cent ; la fréquence ν est donnée par un spectromètre à cristal de calcite. En prenant pour e le nombre de Millikan : $e = 4{,}774 . 10^{-10}$ U. E. S. C. G. S, on obtient :

$$h = (6{,}556 \pm 0{,}009)\ 10^{-27}.$$

Cette valeur ne diffère pas, aux erreurs expérimentales près, de celle obtenue par la même méthode, en 1917, par Blake et Duane [*Phys. Rev.*, (déc. 1917) p. 624], mais l'erreur sur la tension est ici pratiquement éliminée. — G. Déjardin.

Nouvelle mesure de la constante de radiation h au moyen des rayons X. — **Duane (W.), Palmer (H.-H.) et Chi-Sun Yeh** [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, **7** (1921), 237-242]. — La fréquence ν la plus élevé du spectre continu d'un tube à rayons X est reliée à la tension V appliquée à ce tube par la relation $eV = h\nu$. La mesure de V et de ν donne donc la valeur de $\frac{e}{h}$ et en adoptant pour e la valeur de Millikan $e = 4{,}774 . 10^{-10}$ on peut en déduire h. Blake et Duane avaient ainsi trouvé $h = 6{,}555 . 10^{-27}$. Les nouvelles expériences ont eu pour but d'augmenter la précision de cette détermination. Pour cela il a été fait emploi d'un rayonnement très intense permettant de réduire la largeur de la fente et par suite de diminuer l'importance des corrections en résultant, corrections toujours un peu aléatoires. De

plus, la mesure de la tension, point le plus délicat de ces expériences a été faite en comparant directement à l'aide d'un potentiomètre la tension appliquée et la force électromotrice d'une pile étalon. Les courbes d'intensité du fond continu en fonction de l'angle de réflexion ont été construites de part et d'autre du zéro du spectromètre. Les résultats interprétés avec le plus grand soin conduisent à la conclusion suivante $h = (6,556 \pm 0,009)\ 10^{-27}$.

Les auteurs ont aussi cherché, comme Wagner l'avait fait récemment, si la limite du fond continu variait avec l'angle de la direction d'observation et du faisceau cathodique ; aucun effet Döppler de ce genre n'a été observé, ce qui est conforme aux observations de Wagner. — L. de Broglie.

Spectrographe de précision pour rayons X. — **Seemann (H.)** [*El. Techn. Zeits.*, **43** (1922), 220]. — Description sommaire — Voir *Phys. Zeits.*, 1917 et 1919, ainsi que *Ann. der Phys.*, **49** (1916) ; **51** (1917) et **53** (1918), pour les détails et pour la théorie. — F. Wolfers.

Une échelle absolue de longueurs d'ondes pour les rayons X. — **Overn (O.-B.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 350-355]. — Au cours d'une précédente étude du spectre continu fourni par une anticathode de tungstène, l'auteur avait observé une raie d'absorption à $0,7928.\ 10^{-8}$ cm. Ce résultat s'est trouvé confirmé avec une anticathode de molybdène, pour lequel des raies claires sur fond noir ont été obtenues sur la plaque photographique, dont les positions correspondaient à 0,7926 et $0,4288.\ 10^{-8}$ cm. Pour obtenir ces raies, il était nécessaire d'employer un cristal de sel gemme d'épaisseur inférieure à 10^{-2} cm. En vue d'expliquer ces discontinuités, A. W. Hull a suggéré à l'auteur l'idée suivante : lorsqu'une radiation de longueur d'onde donnée se trouve réfléchie par deux séries de plans cristallins, son énergie se divise de telle sorte que l'intensité de la portion du flux lumineux qui atteint la plaque photographique est plus faible que celle des radiations de longueur d'onde plus grande ou plus petite ; la radiation considérée doit donc être représentée par une raie claire sur fond noir. D'après cette manière voir, pour chaque paire de séries de plans, la longueur d'onde critique correspondante est entièrement fixée par la géométrie du cristal ; elle est indépendante de la source qui émet le spectre continu. En prenant la constante du réseau du sel gemme égale à $2,814.\ 10^{-8}$ cm, les longueurs d'onde critiques calculées pour les plans 100/210 et 100/310 sont 0,7959 et $0,4316.\ 10^{-8}$ cm respectivement. Utilisant ces nombres comme points de référence, le centre de l'échelle de longueurs d'onde peut être exactement déterminé, et on peut ainsi établir une échelle de longueurs d'onde indépendante de tout facteur autre que la constante du réseau.

Les limites d'absorption du bronze et de l'argent pour les rayons X se trouvent être au voisinage des points de référence précédemment indiqués et ont pu ainsi être exactement localisées à 0,9186 et $0,4842.\ 10^{-8}$ cm, résultat en accord étroit avec les valeurs données par Blake et Duane.

On a pu de même déterminer les λ de cinq raies de la série K du molybdène, par rapport à $0,7959.\ 10^{-8}$ cm, avec une exactitude supérieure à celle fournie par les mesures antérieures. — L. Brüninghaus.

L'intensité de la réflexion des rayons Röntgen de différentes longueurs d'onde sur la calcite et le sel gemme. — **Wagner (E.) et Kulenkampff (H.)** [*Ann. der Phys.*, **68** (1922), 369-413]. — Important travail sur le pouvoir réflecteur des cristaux pour les rayons X. La méthode d'étude fut celle de la double réflexion : un rayon monochromatique obtenu par une première réflexion

cristalline en subit une seconde dont on étudie l'intensité. Si l'on porte en fonction de l'angle de réflexion la valeur de l'intensité réfléchie, la position du maximum dépend du dispositif expérimental, mais l'aire totale de la courbe en est indépendante. Si W est la vitesse angulaire du cristal, E l'énergie totale réfléchie (représentée par l'aire de la courbe susdite), I l'intensité incidente c'est-à-dire réfléchie par le premier cristal, la quantité $R = \frac{EW}{I}$ peut servir de mesure au pouvoir réflecteur comme l'ont remarqué Bragg, James et Bosanguet.

Des tableaux numériques donnent les valeurs absolues ainsi obtenues pour le pouvoir réflecteur de la calcite et du sel gemme pour diverses longueurs d'onde. La valeur du rapport des pouvoirs réflecteurs de ces deux cristaux pour une même longueur d'onde déduite de la comparaison des intensités totales réfléchies dans le cas d'une réflexion unique est en accord avec les valeurs absolues fournies par la méthode de double réflexion. Les auteurs ont aussi comparé les intensités réfléchies dans les spectres du 1er et du 2e ordre.

Les résultats ont été comparés à la formule théorique de Darwin, Compton, Bragg. Un choix convenable des paramètres inconnus permet d'obtenir de très bonnes concordances numériques : en particulier, le rapport des pouvoirs réflecteurs en 1er et 2e ordre présente bien l'allure prévue.

Pour terminer, les auteurs montrent comment on peut employer ces résultats pour comparer les spectres continus réfléchis par deux cristaux différents et en déduire la véritable distribution spectrale de l'énergie incidente.

L. DE BROGLIE.

Diffraction des rayons X par les liquides. — **Debierne** [*C. R.*, **173** (1921), 140]. — Un faisceau mince rectiligne traverse une couche de liquide assez épaisse pour qu'il y ait absorption notable; une plaque photographique est placée perpendiculairement au delà, le prolongement du faisceau direct étant arrêté par un petit disque de plomb. Une pose de plusieurs heures fait apparaître une auréole, avec une région centrale non impressionnée; dans certains cas, on obtient deux anneaux bien distincts. Ces résultats prouvent que la diffusion des rayons comporte des directions privilégiées.

Par analogie avec le phénomène que produisent les cristaux en masses confuses ou en poudre, on peut supposer que les liquides contiennent des groupements arrangés à la manière des cristallicules. Cette hypothèse n'est cependant pas nécessaire : Le seul fait que les centres diffusants, répartis au hasard, sont deux à deux à une distance fixe $2a$, entraîne, comme conséquence, que les ondes diffractées sont déviées d'angles supérieurs à la valeur définie par la relation

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{\lambda}{2a};$$

cette valeur, correspondant à un minimum, définit un cône le long duquel il y a une concentration d'énergie diffractée. — J. VILLEY.

Les figures d'interférences des rayons X produites par les liquides. — **De Smedt** [*Ann. Scient. Brux.*, **41** (1922), 338-339]. — Ehrenfest, Debye et Scherrer ont montré la possibilité d'obtenir une figure de diffraction de rayons X en irradiant un ensemble de systèmes de deux points diffractants orientés au hasard; on obtient un anneau de diffraction, et on peut calculer la distance des deux points à partir de l'angle correspondant.

L'auteur a effectué, en collaboration avec le professeur Keesom, un certain

nombre de mesures sur des liquides. Les distances trouvées doivent être considérées comme étant les distances moyennes des molécules ; elles ont varié de 3,7 angströms pour l'eau à 6,0 angströms pour le benzène ; elles ne diffèrent jamais de plus de 8 pour 100 des distances que l'on calcule en supposant que les molécules remplissent l'espace aussi bien que possible.

Certains corps (eau, oxygène, argon) ont donné, extérieurement à l'anneau, un noircissement uniforme avec une limite nette, ou un second anneau moins intense, indiquant que certaines molécules se trouvent rapprochées à des distances de l'ordre de 2,4 angströms. — G. Bruhat.

Sur la diffraction des rayons Röntgen par les liquides. — **Keesom (W.-H.) et De Smedt (J.)** [*Proc. Amst.*, 25 (1922), 118-124]. — Etude par la méthode de Debye et Scherrer des figures de diffraction obtenues par le passage des rayons Röntgen dans des liquides. L'oxygène et l'argon liquides, l'eau, le benzène, l'éther et l'alcool éthyliques, l'acide formique, ont donné des résultats nets ; et ces résultats sont en faveur de l'hypothèse que les anneaux de diffraction sont dus à l'interférence des ondes diffractées par des molécules voisines. La distance entre centres de molécules voisines calculée en partant des rayons des anneaux est de l'ordre de grandeur voulue. Les molécules d'eau auraient une tendance à s'associer par groupe de deux, ce qui expliquerait la sorte de halo observée dans ce cas sur la plaque photographique au bord extérieur des cercles de diffraction. — L. de Broglie.

Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène. Influence de l'agitation thermique. — **Brillouin (L.)** [*Ann. de Phys.*, 17 (1922), 88-122]. — Dans un mémoire bien connu [*Ann. der Phys.*, 33 (1910), 1275]. Einstein avait cherché comment un fluide soumis, par suite de son agitation thermique, à de perpétuelles fluctuations de densité diffuse la lumière, et était arrivé à l'expression

$$\frac{I_0}{I_e} = \frac{\Phi}{(4\pi D)^2}\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^4 \frac{v\left(\dfrac{\partial k}{\partial v}\right)^2}{\dfrac{\partial^2 \psi}{\partial v^2}} \frac{1+\cos^2 2\theta}{2} KT = ART. \qquad (1)$$

dans cette formule, I_e représente l'éclairement produit par le faisceau primaire sur un plan normal au faisceau ; I_o, l'éclairement produit par le volume opalescent Φ, à la distance D, dans une direction faisant un angle 2θ avec le faisceau primaire. La lumière incidente n'est pas polarisée ; sa longueur d'onde dans le vide est λ_0. Le fluide est défini par sa constante diélectrique k en fonction du volume spécifique v et par le travail $\psi(v)$ à fournir pour comprimer isothermiquement l'unité de masse du volume moyen v_o au volume v ; $K = \dfrac{R}{\mathcal{N}}$ est le quotient de la constante des gaz parfaits par le nombre d'Avogadro, et T, la température absolue.

Léon Brillouin a élargi la théorie d'Einstein en partant des idées modernes sur les propriétés thermiques des solides et des liquides. Un liquide homogène, à une température donnée, est dans un état de vibration continuelle. Ce mouvement peut être décomposé en ondes élastiques longitudinales se propageant avec la vitesse V dans toutes les directions. Les ondes dont la fréquence est comprise entre N et $N + dN$, et dont les directions de propagation sont à l'intérieur d'un cône d'angle solide de $d\Omega$, ont pour densité d'énergie

$$d\varepsilon = \frac{c(N)}{V^3} N^3 F\left(\frac{N}{T}\right) dN\, d\Omega ;$$

$c(N)$ est un coefficient de dispersion évalué approximativement par Debye. Planck a donné la valeur de la fonction F

$$F\left(\frac{N}{T}\right)=\frac{h}{e^{\frac{hN}{KT}}-1}$$

$$(h=6{,}55\times 10^{-27};\qquad K=1{,}4\times 10^{-16}).$$

Partant de là, Brillouin analyse d'abord d'une manière très simple le phénomène de la diffraction de la lumière à l'intérieur d'un fluide parcouru par un train d'ondes planes élastiques (phénomène analogue à la diffraction de la lumière par les plans réticulaires d'un cristal), puis il développe le calcul de $\frac{I_0}{I_e}$, et arrive à l'expression

$$\frac{I_0}{I_e}=A\,c\,(N)\,NF\left(\frac{N}{T}\right),$$

avec

$$N=\frac{2\,V\sqrt{k}\sin\theta}{\lambda_0}. \tag{2}$$

Le coefficient A conserve la même valeur que dans la formule d'Einstein. D'après Debye le coefficient de dispersion $c\,(N)$ serait égal à l'unité tant que N reste inférieur à une certaine valeur limite N_m et s'annulerait lorsque $N > N_m$. Cette valeur limite est

$$N_m=V\left(\frac{9\,\mathfrak{N}}{4\pi u}\right)^{\frac{1}{3}},$$

($\mathfrak{N}$ = constante d'Avogadro ; u = volume moléculaire).

Conclusions. — 1° Lorsque les expériences sont faites *à la température ordinaire et dans le spectre visible*, on a $cNF = KT$ (à moins de $\frac{1}{100}$ près) et *le résultat* (1) *d'Einstein reste valable.* Mais dans le domaine des rayons X, pour des longueurs d'onde voisines de 10^{-8} cm, l'intensité de la lumière opalescente diminue rapidement, d'après la formule (2), lorsque θ augmente ; il n'y a plus d'énergie diffusée que dans un cône limité, autour du rayon incident. A basse température les écarts entre les deux théories deviennent importants, et seraient sensibles même dans le spectre visible pour des températures de quelques degrés absolus.

2° La théorie de Brillouin permet d'interpréter d'anciennes expériences de Friedrich (1913) qui n'avaient pas encore reçu d'explication.

3° L'auteur aborde enfin les cristaux et compare ses résultats à ceux de Debye sur la diffusion des rayons X. Les différences sont assez sérieuses, et d'ailleurs les formules de Debye ne se raccordent pas avec celle d'Einstein relative à la lumière visible.

Cette remarquable étude théorique relie la diffusion de la lumière visible à la diffusion des rayons X, c'est-à-dire deux phénomènes qui apparaissent au premier abord extrêmement différents l'un de l'autre. — J. Cabannes.

Sur le mouvement orbital des électrons dans les atomes, et la réflexion des rayons X. — Yamada (M.) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1921), 423-431]. — Dans un travail publié en 1915, Debye a étudié l'interférence des rayons X produite par l'arrangement régulier des électrons dans un atome, et

essayé d'expliquer ainsi les figures d'interférence dans le cas de quelques substances supposées amorphes. Il considérait que l'origine de la diffraction des rayons X est l'électron gravitant. Quant au noyau positif, il le supposait sans effet, en raison de sa grande masse. Cette supposition était considérée comme raisonnable par beaucoup de physiciens.

Dans un récent travail, Schott fit une recherche analogue sur le même sujet. Il cherchait à préciser le mode de distribution de l'énergie diffractée. D'après ses calculs, un rayon monochromatique doit être transformé, après diffraction par un atome, en une série de radiations composantes.

L'auteur soumet la question au calcul; il retrouve un résultat similaire, qu'il précise encore. — L. Brüninghaus.

Absorption des rayons X. — Ewart Williams (W.) et Worsnop (B.-L.) [*Nat.*, 108 (1921), 306-307]. — Les auteurs ont déduit d'expériences récentes (Richtmeyer, Hull et Rice), relatives au molybdène, à l'argent et au plomb, une relation entre les coefficients d'absorption des rayons X par ces éléments et les fréquences critiques correspondantes. Le rapport $R = \dfrac{\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{\nu_K + \delta\nu}}{\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{\nu_K - \delta\nu}}$; $\frac{\tau}{\rho}$, coefficient d'absorption massique de fluorescence; ν_K, fréquence critique relative à la discontinuité K; $\delta\nu$, petite variation de fréquence; et la fréquence critique sont reliés par la formule linéaire suivante, donnée sous réserve :

$$R = 0{,}212 \times 10^{-18} (38{,}1 \times 10^{18} - \nu_K).$$

G. Déjardin.

Note sur l'absorption d'un faisceau étroit de rayons X. — Burbidge (P.-W.) [*Phil. Mag.*, 43 (1923), 389-392]. — L'auteur a cherché s'il existe une diffusion intense d'un faisceau X dans des directions peu différentes de la direction de propagation. Pour cela, il a comparé l'absorption dans le sulfure de carbone d'une même radiation ($K\alpha$ du palladium isolée par filtrage à travers un écran), le faisceau employé ayant divers angles d'ouverture (13°, 0°,5, 0°,07). Si l'effet recherché existe, la diminution de l'angle d'ouverture doit augmenter l'absorption apparente par diffusion. L'effet semble exister, mais très petit. Il ne semble donc pas qu'il y ait diffusion très intense au voisinage même de la prolongation du rayon incident.

L. de Broglie.

Recherches sur l'absorption des rayons Röntgen. — Wingardh (K.-A.) [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1922), 363-376]. — L'auteur s'est proposé l'étude de la variation du coefficient atomique d'absorption des éléments en fonction du nombre atomique pour une longueur d'onde donnée (en l'espèce, la raie $K\alpha$ du molybdène). Il a employé pour cela une méthode de zéro : le spectromètre différentiel de Siegbahn. Deux rayons monochromatiques de même fréquence obtenus par réflexion cristalline sont envoyés dans deux chambres d'ionisation identiques et soumises à des différences de potentiel égales et de signes contraires, de telle sorte que l'égalité d'intensité des deux rayons se traduit par la nullité du courant total traversant les deux chambres, nullité manifestée par l'absence de déviation d'un électromètre à quadrants. Sur le trajet de l'un des rayons, on interpose un

écran circulaire tournant percé d'une ouverture dont la surface est variable à volonté : l'intensité du faisceau à la sortie de l'écran est proportionnelle à cette surface. On place sur le parcours de l'autre rayon une cuve pleine d'eau et, en faisant varier la largeur d'une fente servant de diaphragme à ce second rayon, on règle son intensité jusqu'à obtenir une déviation nulle à l'électromètre. Soit alors S_1 la surface de l'ouverture dans l'écran. Recommençons l'expérience sans toucher à la fente, en remplaçant la cuve remplie d'eau par une cuve identique contenant une solution d'un sel de l'élément à étudier. En faisant varier l'ouverture de l'écran, on obtiendra par une seconde valeur S_2 de sa surface un nouvel équilibre. On voit alors que si d est l'épaisseur de la couche liquide dans la cuve, μ_1 le coefficient d'absorption de l'eau et μ_2 celui de la solution, on doit avoir la relation :

$$e^{-(\mu_1 - \mu_2)d} = \frac{S_1}{S_2}.$$

On en tire le coefficient μ de l'élément étudié et par suite son coefficient atomique μ_{at}.

Telle est la méthode employée par M. Wingardh. Elle l'a conduit au résultat suivant en accord avec les travaux antérieurs faits sur ce sujet : le logarithme du coefficient atomique est une fonction linéaire du nombre atomique.

L'absorption subit une discontinuité entre le zirconium et l'ytterbium, ce qui s'explique de suite car les discontinuités K de ces deux corps encadrent dans l'échelle des fréquences la raie Kα du molybdène. De part et d'autre de cette discontinuité, on trouve $\mu_{at} = CN^{3,75}$ et $\mu = C'N^{3,44}$.

Dans cette étude, il n'a pas été tenu compte de la diffusion. L'oxygène paraît présenter des valeurs anormales de μ_{at}. De nouvelles expériences sont en préparation. — L. DE BROGLIE.

La pénétration des rayons cathodiques dans le molybdène, et son effet sur le spectre de rayons X. — Webster (D.-L.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 545-546]. — L'auteur détermine la pénétration des rayons cathodiques dans le molybdène en étudiant le spectre d'émission de ce corps autour de la limite d'absorption K. L'absorption, plus forte sur le côté à courte longueur d'onde de cette limite, réduit l'intensité d'émission d'environ 8 pour 100 à 25 kv. et d'environ 16 pour 100 à 70 kv., lorsque les rayons cathodiques arrivent sous un angle d'incidence d'environ 45°, et que les rayons X émergent sous le même angle. Comme les rayons de la longueur considérée ne peuvent être produits par des électrons dont l'énergie est au moins égale à 20 kv., la réduction de 8 pour 100 à 25 kv. s'explique amplement par des irrégularités de la surface, qui doivent être de l'ordre du micron. L'accroissement aux tensions plus élevées mesure la profondeur moyenne de pénétration des rayons cathodiques, qui s'étend jusqu'à environ 2 μ pour 70 kv. Ce nombre est inférieur au dixième de la profondeur que l'on peut déduire du travail de Whiddington sur l'aluminium et l'or ; il faut remarquer toutefois que ce travail se limitait aux composantes les plus rapides d'un faisceau après qu'il avait émergé d'une feuille de métal, de sorte qu'au moins une partie de cette différence doit être due à la différence entre la profondeur moyenne et celle qui correspond aux rayons dont les trajectoire sont le plus rectilignes. L. BRÜNINGHAUS.

Absorption des raies K de l'argent dans des gaz et des mélanges de gaz. — Burbidge (P.-W.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 381-389]. — Si, comme tout porte à le croire, l'absorption des rayons X est une propriété atomique, le phénomène d'absorption dans un mélange gazeux doit être strictement additif. L'auteur a

cherché à vérifier la loi d'additivité. Le rayonnement employé était le rayonnement K secondaire de l'argent rendu aussi homogène que possible par filtration ; l'intensité d'un faisceau, après traversée du gaz à étudier, était mesurée au moyen d'une chambre d'ionisation et d'un électroscope Wilson et comparée à celle d'un autre faisceau de même source qui n'avait subi aucune absorption. Les gaz utilisés furent l'air, le gaz sulfureux, l'hydrogène, l'hydrogène sulfuré, le gaz carbonique, l'oxygène et l'iodure de méthyle. L'auteur a commencé par étudier l'absorption des gaz purs, ce qui l'a conduit à une vérification convenable de la loi en λ^3. Puis, il a étudié des mélanges formés de deux des gaz précités et des mélanges d'un de ces gaz et d'air. La loi d'additivité a été vérifiée dans les limites des erreurs expérimentales. L. DE BROGLIE.

Fluorescence excitée dans la vapeur de mercure par les rayons Röntgen. — Van der Lingen (J.-S.) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 38-40]. — Les rayons Röntgen excitent la fluorescence de tout le volume de la vapeur de mercure à cause de leur grand pouvoir pénétrant. Cette fluorescence, très différente de la fluorescence due à la lumière visible se compose de deux bandes de 4350 à 5500 Å et de 3100 à 3600 Å et de 5 raies : 3140, 3660, 4050, 4350 et 5500 Å. Les intensités relatives varient beaucoup avec la densité de la vapeur. En aucun cas on n'a aperçu de traces des raies 2536 et 2356 Å. R. FORTRAT.

Electrons de rayons X. — Whiddington (R.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 1116-1127]. — Ce travail a été entrepris dans le but d'étendre les mesures précédemment faites par l'auteur par une méthode qui ne permettait guère d'individualiser que les électrons les plus rapides. L'appareil employé pour mesurer les vitesses des électrons de rayons X, quelles que soient ces vitesses, consiste en une adaptation au but à atteindre du dispositif imaginé par Rutherford et Robinson pour mesurer la vitesse des rayons β. On obtient ainsi, sur une plaque photographique, une sorte de spectre, dont chaque ligne correspond à des électrons de vitesse déterminée et calculable en fonction de l'intensité du champ magnétique courbant les trajectoires, et du rayon de courbure de celles-ci.

Cependant, comme il est commode d'exprimer les résultats en fonction de l'énergie des électrons, plutôt que de leur vitesse, l'auteur propose de définir les électrons par la *fréquence équivalente* ν, donnée elle-même par la relation bien connue $\left[h\nu = \frac{1}{2} mv^2\right]$, la correction de relativité ayant été introduite en calculant v au moyen de la relation $\left[\rho H = v \frac{m}{e}\right]$. Les valeurs de ν ainsi obtenues comportent une erreur de 1 pour 100.

Huit éléments ont été examinés au point de vue des électrons de rayons X qu'ils émettent, sous l'action du rayonnement X du rhodium [45] ; ce sont : l'aluminium [13], le cuivre [29], le zinc [30], l'arsenic [33], le strontium [38], le molybdène [42], le tungstème [74], le bismuth [83].

L'explication de la plupart des bandes observées est possible en appliquant les relations de différence d'énergie suggérées par Rutherford en 1914 pour les rayons β, et appliquées par de Broglie à ses expériences. Il y a cependant quelques lignes d'origine encore incertaine.

Un autre point à mentionner est que l'émission d'électrons par un élément s'accroît en même temps que son nombre atomique. — L. BRÜNINGHAUS.

Le nombre des électrons libérés par les rayons de Röntgen très faibles. — **Herweg** (**J.**) et **Mie** (**G.**) [*Ann. der Phys.*, **68** (1922), 120-126]. — Hoepner [*Ann. der Phys.*, **46** (1915), 577], en dénombrant les électrons libérés par les rayons de Röntgen, avait cru trouver que le rapport des électrons libérés à l'intensité des rayons diminuait quand l'intensité devenait faible. Ce résultat, un peu inattendu, est contredit par les expériences actuelles, poussées jusqu'à des intensités très réduites (quelque quanta par cm² et par seconde).

Les rayons de Röntgen émis par un tube actionné par une bobine d'induction passent à travers un diaphragme et frappent une plaque d'aluminium. Chaque électron émis par la plaque provoque dans un tube à ionisation par choc un brusque courant enregistré sur une pellicule au moyen d'un galvanomètre à corde.

Ce résultat, très important au point de vue de la théorie des quanta, permet aussi : *a*) de mesurer l'intensité des rayons de Röntgen, même pour des valeurs très faibles ; *b*) de déterminer l'absorption par des couches données. — A. Foch.

Sur un dispositif ionométrique radiologique. — **Solomon** [*C. R.*, **173** (1921), 34]. — Modèle d'électroscope à feuille d'or pour doser le rayonnement X par l'ionisation qu'il produit. La description, très succincte, ne semble pas indiquer de disposition nouvelle. — J. Villey.

Radiographie : l'intensité des radiations diffusées. — **Wilsey** (**R.-B.**) [*Journ. de Radiol.*, **5** (1921), 297-304] (¹). — L'auteur a mesuré les intensités photographiques du rayonnement diffusé et du rayonnement direct atteignant la pellicule sensible, mettant en évidence les effets de l'épaisseur du milieu traversé, des dimensions des diaphragmes limitant l'étendue du corps radiographié, de la tension et de l'interposition des divers écrans-filtres.

Il a constaté, en particulier, l'avantage qu'il y a, pour atténuer l'intensité des rayons diffusés, à employer un diaphragme limitant au minimum nécessaire la masse du corps radiographié soumise aux rayons X. — G. Hache.

Intensité des rayons X dispersés en radiographie. — **Wilsey** (**R.-B.**) [*Journ. Frankl. Inst.*, **192** (1921), 385-389]. — Les mesures effectuées dans des conditions analogues à celles des radiographies profondes, montrent que l'intensité de la radiation diffusée atteignant la plaque, est de dix à quatre fois celle de la radiation primitive ; cette intensité est faible si l'épaisseur de la substance diffusante est faible, ou si on diaphragme beaucoup. Des filtres placés en avant de la pellicule diminuent un peu la proportion de radiation diffusée, mais ils n'augmentent pas les contrastes. — Ed. Salles.

Radiologie et physique. — **Kaye** (**G.-W.-C.**) [*Nat.*, **109** (1922), 414]. — Dans la dernière décade, nous avons appris que les rayons X ne sont pas autre chose que de la lumière, ayant simplement des longueurs d'onde beaucoup plus courtes que celles de la lumière ordinaire. Jusqu'à ces derniers temps, il existait cependant une coupure d'environ 4 octaves entre les rayons ultra-violets de la plus courte longueur d'onde connue, et les rayons X de la plus longue, mais dans ces derniers mois on a découvert que la continuité est complète, et on a pu trouver des rayons X dans un domaine de longueurs d'onde qui correspond à l'extrémité

(¹) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*suppl.*), **1** (1921).

ultra-violette du spectre (Millikan, Richardson, Hughes, Kurt, etc.). On peut dresser, des divers domaines spectraux considérés ici, le tableau suivant :

Lumière visible	7 200	à 4 000		angströms.
Lumière ultraviolette	4 000	à	200	—
Rayons X	500	à	0,06	—
Rayons γ	1,4	à	0,01	—

Ainsi, si l'on inclut les rayons γ dans le domaine des rayons X, on peut dire qu'on est en possession d'environ 16 octaves de rayons X. Or, jusqu'à présent, les radiologistes n'ont employé qu'environ 3 octaves des mêmes rayons.

On sait d'autre part que, dans les spectres de rayons X, à un fond continu auquel on peut donner le nom de radiation *blanche*, viennent se superposer des raies spectrales caractéristiques de la substance rayonnante. Il se trouve que ces spectres caractéristiques sont beaucoup moins compliqués que les spectres lumineux, et sont bien plus facilement répartis en groupes ou séries de raies associées. Ces séries, K, L, M, sont grandement différentiées par un accroissement progressif de la longueur d'onde moyenne de chaque groupe, la série K ayant la plus courte λ et nécessitant la tension la plus élevée pour être excitée. Du reste, il existe pour chaque groupe une tension minimum critique capable d'exciter à la fois toutes les raies qui la constituent.

Les vues nouvelles sur la structure de l'atome (atome de Rutherford) ont trouvé un appui sérieux sur les propriétés des rayons X ci-dessus rappelées. Il n'est pas utile de reproduire ici cette conception bien connue.

Dans ces dernières années, il a été établi expérimentalement que chaque spectre de rayons X possède une limite déterminée du côté des courtes λ. La position de cette limite n'est pas affectée par la nature de l'élément émissif, mais ne dépend que de la tension maximum appliquée au tube. La relation entre la tension et la longueur d'onde limite est donnée par l'équation bien connue du quantum de Planck. On peut l'écrire sous la forme :

$$\text{tension maximum} = \frac{12\,400}{\lambda \text{ minima (en } \text{Å.)}}$$

Cette relation très simple nous donne une échelle de qualité qui, si elle n'est pas parfaite, est du moins plus exacte que l'une quelconque de celles que les radiologistes emploient d'ordinaire. Les courbes spectrales d'intensité des rayons X ne sont en effet pas symétriques, et les plus courtes λ sont prédominantes. La longueur d'onde effective moyenne d'un spectre de rayons avoisine le maximum de la courbe des intensités. Il y a lieu de penser, d'autre part, que cette longueur d'onde du maximum λ_m est proportionnelle à la longueur d'onde limite λ_o; on a en général à peu près $\lambda_m = \frac{4}{3}\lambda_o$. Or, il est en général bien plus facile d'avoir λ_o que λ_m, d'où la possibilité pour le radiologiste d'obtenir un renseignement pratiquement précis sur la qualité des rayons qu'il emploie. Il lui suffira de mesurer au voltmètre électrostatique la tension maximum qu'il applique au tube, et d'utiliser la relation de Planck ; ou mieux de déterminer la longueur d'onde limite, au moyen du spectrographe à cristal, à lecture directe, construit en Allemagne par Seemann.

Lorsqu'un faisceau de rayons X traverse une substance, deux choses peuvent se produire. Une partie du rayonnement peut être absorbée, et se trouve alors

entièrement transformée en rayons caractéristiques de la substance, avec libération d'électrons. Le reste du faisceau est diffusé ou dispersé, c'est-à-dire dévié dans diverses directions sans changement de qualité. Ce dernier phénomène l'emporte dans le cas des atomes légers.

Ces deux effets s'expliquent de la façon suivante : l'absorption résulte de la mise en vibration d'un électron dans un des systèmes d'anneaux de l'atome. Les systèmes considérés vont se mettre à vibrer avec leur période caractéristique ; et un électron pourra sortir de l'atome à grande vitesse. Si le rayon X est incapable de produire ce résultat, il pourra cependant simplement faire vibrer l'électron rencontré, en lui imposant sa propre fréquence, qui sera réémise par l'électron dans toutes les directions, avec prédominance pour la direction du rayon initial : on aura le phénomène de diffusion ou dispersion.

Ces problèmes sont étroitement liés à ceux de la radiologie. Le corps humain est principalement fait d'atomes légers, qui tendent à diffuser les rayons X incidents dans l'espace environnant. A cette question est également liée celle de la protection des radiologistes opérateurs. Suit une revue des différents moyens pratiques mis en œuvre pour rendre cette protection efficace, et éviter d'une façon générale les divers accidents ou inconvénients inhérents à l'emploi des rayons X.

L. Brüninghaus.

Influence de la température sur la sensibilité des émulsions en radiographie. — **Zimmern (A.)** [*C. R.*, **174** (1922), 453]. — Les très basses températures mises à part, les variations de la température modifient très peu la sensibilité des émulsions pour la lumière ordinaire ; au contraire, l'augmentation de la température sensibilise beaucoup plus fortement la plaque vis-à-vis des rayons X. Quand on se sert d'un écran renforçateur, le renforcement thermique ne se produit plus, car l'impression se fait alors presque exclusivement sous l'action de la lumière émise par le sel luminescent. — A. Blanc.

Mesure du pouvoir moyen de pénétration d'un faisceau de rayons X par un nouveau procédé radiochromométrique. — **Miramond de La Roquette** [*C. R.*, **174** (1922), 604]. — Le procédé radiochromométrique de M. Benoist est simple et commode, mais on peut lui reprocher de ne pas s'appliquer aux rayonnements très pénétrants et de ne pas donner une mesure réelle de la pénétration. L'auteur décrit, sous le nom de *grille sclérométrique*, un dispositif nouveau, basé sur la comparaison de deux séries de teintes radiographiques obtenues simultanément sous le rayonnement à mesurer, les unes sans filtration, en des temps de pose progressifs exactement connus, les autres avec un même temps de pose total, mais sous diverses épaisseurs de filtre allant de 0 à 66 mm d'aluminium. — A. Blanc.

ÉLECTROOPTIQUE ET MAGNÉTOOPTIQUE

Méthodes pour l'observation de l'effet du champ électrique sur les raies spectrales. — **Tuczek (F.) et Heuck (W.)** [*Ann. der Phys.*, **63** (1920), 766-772]. — Les conclusions de cet article ne présentent pas un grand intérêt, maintenant que l'emploi des lampes valves à vide très poussé est devenu classique dans les laboratoires. — M. Pauthenier.

Action de champs électriques sur les raies d'absorption (raies D du sodium). — **Ladenburg (R.)** [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 549-552]. — Plusieurs physiciens avaient recherché en vain l'action d'un champ électrique sur les raies d'absorption du sodium et du mercure. L'auteur a repris ces expériences pour les raies

D du sodium en employant des champs de l'ordre de 150 000 volts : cm. Le déplacement observé est faible, dépend de l'état de polarisation de la lumière incidente et croît proportionnellement au carré de la tension ; il est donc différent du déplacement dû à l'effet Stark normal, déplacement qui serait beaucoup plus grand et fonction linéaire de la tension. Le résultat obtenu est à rapprocher d'une ancienne théorie de W. Voigt, donnant l'influence d'un champ extérieur sur le mouvement d'un électron soumis à une force fonction non linéaire de l'élongation ; on peut aussi le rapprocher des prévisions de la théorie de Kramers sur l'effet Stark « avec relativité ». — L. de Broglie.

Une exception significative au principe de sélection. — **Foote (P.-D.), Mohler (F.-L.) et Meggers (W.-F.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 659-661]. — D'après le principe de Rubinovicz, seules peuvent se produire les raies spectrales correspondant à des « passages d'électrons » pour lesquels la variation du nombre de quanta azimutal est au plus d'une unité. On connaît cependant d'assez nombreux cas d'exception à cette règle ; mais on croyait pouvoir attribuer l'apparition des raies proscrites à l'action d'un champ électrique extérieur (effet Stark, tubes à décharges).

Les auteurs ont construit un tube à décharges où l'on peut étudier la radiation émise par des atomes de potassium dans des régions non soumises au champ électrostatique. Pour de faibles intensités de courant, aucune raie contraire au principe de sélection n'est apparue; mais pour une intensité de l'ordre de 1 000 milliampères, la raie 1 s-3 d a paru avec une grande intensité et cette raie, d'après les attributions de Sommerfeld, correspond à une variation de deux unités du nombre azimutal de quanta. On peut chercher à expliquer ce fait par la présence de champs électriques ou magnétiques parasites ou peut-être aussi attaquer la nomenclature de Sommerfeld. — L. de Broglie.

Sur l'apparition des composantes dissymétriques dans l'effet Stark. — **Mosharrafa (A.-M.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 943-952]. — La théorie des quanta est parvenue grâce aux travaux de Schwarzschild et d'Epstein à rendre compte dans ses détails de l'effet Stark. Les calculs ont été développés par ces auteurs en négligeant les puissances supérieures du champ électrique, ce qui était licite dans le cas des expériences faites par Stark. Mais qu'arriverait-il si les champs employés étaient beaucoup plus forts et s'il fallait tenir compte des puissances supérieures? L'auteur montre qu'on devrait alors observer un déplacement dissymétrique des raies spectrales et fait l'étude complète des apparences prévues par la théorie. Il serait très intéressant de savoir si l'expérience vérifie ces conclusions. — L. de Broglie.

Sur l'effet Stark dans les champs électriques intenses. — **Mosharrafa (A.-M.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 371-373]. — Correction d'une erreur de calcul d'un mémoire antérieur. Cette correction laisse subsister un grand écart avec le résultat expérimental. — R. Fortrat.

Le phénomène de Zeeman anomal. — **Van Lohuizen (M.-T.)** [*Physica*, **1** (1921), 228-301). — Exposé clair et précis de ce phénomène compliqué et des tentatives d'explication, en particulier une analyse du travail de Landé.

J.-E. Verschaffelt.

Sur la mesure de l'effet-pôle et sur ses relations avec l'effet Zeeman. — **Nagaoka (H.)** [*Astroph. Journ.*, **53** (1921), 329-338]. — L'auteur commence par donner une méthode pour mesurer les petits déplacements des raies spectrales. La lumière émise par la source lumineuse tombe d'abord sur un spectroscope inter-

férentiel puis sur un spectrographe ordinaire. La fente de ce spectrographe peut être déplacée latéralement : dans une de ses deux positions, on photographie le spectre de la source à étudier, dans l'autre le spectre de comparaison. Si les longueurs d'onde des raies de l'un de ces spectres diffèrent de quelques milliangstroms de celles des raies de l'autre, les points d'interférence donnés pour le premier par le système des spectroscopes croisés ne seront pas placés de la même façon que ceux qui correspondent au second. Si les raies de chaque spectre sont fines et suffisamment séparées les unes des autres, le déplacement des points d'interférence pourra être mesuré. On peut de cette façon étudier l'effet-pôle et comparer entre eux les spectres des isotopes. La décharge dans le vide avec une cathode de Wehnelt en charbon est particulièrement avantageuse pour fournir le spectre de comparaison, car c'est une source intense et exempte d'effet-pôle.

L'auteur discute ensuite la question des relations entre l'effet-pôle et l'effet Zeeman. Gale et Adam ayant trouvé une relation entre l'effet de la pression et l'effet Zeeman pour les raies du même type, on pourrait s'attendre à ce que l'effet-pôle varie lui aussi avec la pression. La comparaison des mesures de l'effet Zeeman (Keng) et de l'effet-pôle (St-John et Babcock) sur le spectre du fer montre cependant que les déplacements des raies vers le rouge produits par l'effet-pôle n'ont pas de relation avec les décompositions magnétiques de ces mêmes raies pour les déplacements vers le violet, tout ce qu'on peut dire, c'est qu'ils sont plus grands pour les raies que le champ magnétique décompose en composantes plus écartées. — F. Croze.

Groupes de raies spectrales complétés par des moyens magnétiques. — Paschen (F.) et Back (E.) [*Physica*, **1** (1921), 261-273]. — On sait que tout groupement de raies spectrales donne un triplet magnétique normal dans un champ assez intense, comme si ce champ détruisait l'édifice qui émet le groupe de raies et le ramenait à celui qui émet une raie simple.

Chaque terme de la première série secondaire se représente par la différence de deux nombres qu'on écrit $2\,p$ et $m\,d$ ($m = 2, 3, 4, 5...$) ; p, étant caractéristique de la série principale, d de la première série secondaire.

D'après la théorie de Bohr-Sommerfeld l'émission se fait par passage d'un électron d'une trajectoire elliptique à une autre. Sur chacune d'elles le moment de quantité de mouvement est défini par un certain nombre de quanta d'action de deux natures différentes : radiaux et azimutaux. Chaque terme p ou d correspond à un nombre défini de quanta azimutaux.

La règle de sélection de Rubinowicz énonce que l'électron ne peut passer normalement d'une trajectoire à une autre que si les nombres de quanta azimutaux varient de $-1, 0$ ou $+1$.

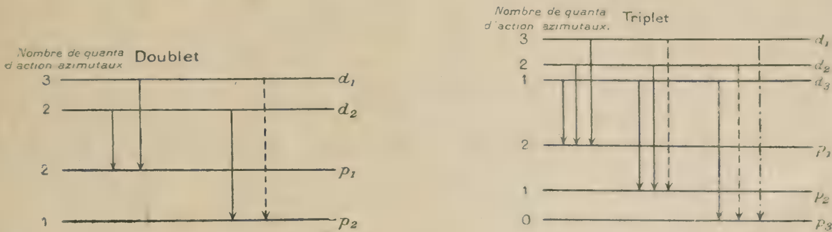
Les doublets et triplets de la première série secondaire sont formés par les combinaisons

DOUBLETS	TRIPLETS
$2,p_1 - m,d_2 ; (2,p_2 - m,d_1)$	$2,p_1 - m,d_1 ; (2,p_2 - m,d_1) ; ((2,p_3 - m,d_1))$;
$2,p_1 - m,d_2 ;\ 2,p_2 - m,d_1$	$2,p_1 - m,d_2 ;\ 2,p_2 - m,d_2 ;\ (2,p_3 - m,d_2)$;
	$2,p_1 - m,d_3 ;\ 2,p_2 - m,d_3 ;\ 2,p_3 - m,d_3$;

p_1, p_2, p_3, d_1, d_2, d_3 correspondent respectivement à 2, 1, 0, 3, 2, 1 quanta d'action azimutaux.

Les raies entre parenthèses sont les raies *interdites* parce qu'elles correspon-

draient à une variation de 2 ou 3 quanta azimutaux. Elles sont représentées en pointillé dans le schéma ci-joint où les traits pleins représentent les raies observées.



Dans le doublet de l'aluminium :

	$2, p_1$	$2, p_2$	
$-3, d_1$	32 324,74	(32 436,79) cm^{-1}	$\Delta d_i = 1{,}32$
$-3, d_2$	32 323,42	32 435,47 cm^{-1}	

la raie $\nu = 32\,436{,}79$ cm^{-1} n'est jamais apparue même dans le champ électrique très intense de la gaine cathodique.

Ses composantes magnétiques apparaissent dans le champ de 21 900, 39 000 et 39 700 gauss. La décomposition se produit conformément à la règle de Landé ; a étant le demi-écart du triplet normal, les écarts des composantes sont :

$$\perp \quad \begin{cases} \pm \dfrac{22}{15}\, a. \\ \pm \dfrac{14}{15}\, a. \end{cases}$$

intensités dyssymétriques.

$$\parallel \quad \pm \frac{4}{15}\, a.$$

En outre il y a déplacement d'ensemble θ vers le violet :

$$\theta = E.\frac{H}{\Delta d_i}\ \text{cm}^{-1} \qquad E = 1{,}8.10^{-5}.$$

Mêmes observations pour le doublet du Ca :

	$2, p_1$	$2, p_2$
$4, d_1$	31 444,13	(31 667,07) cm^{-1}
$4, d_2$	31 424,94	31 647,88 cm^{-1}

Le champ magnétique fait aussi apparaître les composantes *interdites* des triplets.

TRIPLET $2, p_i - 3, d_j$ DU ZINC.

	$2, p_1$	$2, p_2$	$2, p_3$	
$3, d_1$	29 887,10	(30 276,01)	((30 466,11))	cm^{-1}
$3, d_2$	29 882,16	30 271,07	(30 461,17)	cm^{-1}
$3, d_3$	29 878,88	30 267,79	30 457,89	cm^{-1}

TRIPLET $2, p_i - 4, d_j$ DU CALCIUM.

	$2, p_1$	$2, p_2$	$2, p_3$	
$4, d_1$	22 441,49	(22 547,40)	((22 599,54))	cm^{-1}
$4, d_2$	22 435,91	22 541,82	(22 593,96)	cm^{-1}
$4, d_3$	22 432,23	22 538,14	22 590,28	cm^{-1}

TRIPLET $2, p_i - 3, d_j$ DU CADMIUM.

	$2, p_1$	$2, p_2$	$2, p_3$
$3, d_1$	27 689,51	(28 860,39)	((29 402,47))
$3, d_2$	27 671,40	28 842,28	(29 384,36)
$3, d_3$	27 659,28	28 830,16	29 372,24

Les raies *interdites* apparaissent par leurs composantes magnétiques dans l'ordre d'intensité décroissante :

$p_3, d_2 \quad p_2, d_1 \quad p_3, d_1$ (très faible).

Les écarts caractéristiques sont :

1. $2, p_3 - n, d_2 \quad \perp \quad \pm \frac{7}{6} a \quad \parallel 0.$

2. $2, p_2 - n, d_1 \quad \perp \quad \left\{ \begin{array}{l} \pm \frac{9}{6} a. \\ \pm \frac{8}{6} a. \\ \pm \frac{7}{6} a. \end{array} \right. \quad \parallel \left\{ \begin{array}{l} \pm \frac{1}{6} a. \\ 0. \end{array} \right.$

3. $2, p_3 - n, d_1 \quad \frac{4}{3}, a$ et 0.

avec des déplacements vers le violet de l'ordre de grandeur de :

$$2,6.10^{-5}\frac{H}{\Delta d_i} \quad \text{pour} \quad p_2, d_1,$$

$$3,3.10^{-5}\frac{H}{\Delta d_i} \quad \text{pour} \quad p_3, d_2,$$

$$3,9.10^{-5}\frac{H}{\Delta d_i} \quad \text{pour} \quad p_3, d_1.$$

Le déplacement a toujours lieu dans le sens d'une répulsion par la raie intense qui se trouve elle-même déplacée vers les grandes longueurs d'onde.

R. FORTRAT.

Recherche sur la polarisation rotatoire magnétique dans la vapeur de sodium non lumineuse. — Minkowski (R.) [*Ann. der Phys.*, 66 (1921), 206-226]. — Les déterminations se rapportent à la vapeur saturante du sodium pur, dans des conditions aussi bien définies que possible, particulièrement en ce qui concerne l'homogénéité de température. La lumière est celle des raies D. Le tube à vapeur de sodium est tout entier à l'intérieur d'un four électrique.

On part de la formule de la rotation magnétique :

$$\chi = \frac{l\rho}{2cn_0}\left[\frac{\mu - \mu_0}{4(\mu - \mu_0)^2 + \nu'^2} - \frac{\mu + \mu_0}{4(\mu + \mu_0)^2 + \nu'^2}\right]$$

où l est l'épaisseur du milieu absorbant ;

c, la vitesse de la lumière dans le vide ;

$\mu = 2\pi c\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)$, la différence entre la pulsation observée et la pulsation propre de la raie ;

n_0, l'indice qu'aurait le milieu pour la fréquence ν_0 s'il n'y avait pas la fréquence propre ;

$\mu_0 = \frac{2}{3}\frac{e}{m}H_0$, la demi-décomposition magnétique de la raie ;

ν', la constante d'amortissement ;

$\rho = \frac{4\pi e^2}{m}N$, où N est le nombre des électrons qui participent à l'absorption ;

Cette formule est valable dans les conditions de l'expérience.

Le but principal de cette recherche est la détermination du nombre des électrons de dispersion. Les méthodes de mesure ne présentent rien de nouveau, le rôle des impuretés, particulièrement de l'hydrogène, et celui des réactions avec la paroi de verre, sont discutés avec soin.

Le nombre des électrons de dispersion, qui participent à l'absorption pour les deux raies D est trouvé égal au nombre des atomes de sodium existants.

M. PAUTHENIER.

Le coefficient de température de la biréfringence électrique dans les liquides. II. — Bergholm (C.) [*Ann. der Phys.*, 65 (1921), 128-142]. — Dans une recherche précédente [1] l'auteur a étudié, dans un domaine restreint de tempéra-

(1) C. BERGHOLM, *Ann. der Phys.*, 51 (1916), 414.

ture, le coefficient de température de la biréfringence électrique dans le sulfure de carbone, le métaxylol et le benzène monobromé, il a trouvé que ce coefficient de température est très voisin de celui que donne la théorie de Langevin (2).

L'étude de dix liquides différents (phénol, métaxylol, benzène chloré, benzène bromé, sulfure de carbone, chloroforme, éther éthylique, bromure d'éthylène, benzène et tétrachlorure de carbone), dans des limites de température beaucoup plus étendues, a montré que l'accord entre les valeurs trouvées d'une part, et calculées d'autre part d'après les théories de Langevin et de Born, n'est qu'approximatif.

Cependant les écarts avec la formule de Langevin sont tout à fait comparables pour les divers liquides.

Soit T, la température absolue ; et t, la température centigrade :

ε, le pouvoir inducteur spécifique ;
n, l'indice de réfraction ;
d, la densité ;
B, la constante de Kern (B_{20} à 20° et B_t à t°).

D'après la théorie de Langevin, qui suppose l'anisotropie des molécules indépendante de la température, le rapport

$$R = \frac{B_t\, n T}{B_{20}\, (\varepsilon + 2)^2\, (n^2 + 2)^2\, d}$$

doit être constant. C'est cette formule qui n'est pas vérifiée par l'expérience.

D'après Born au contraire, le rapport R devrait décroître en général quand la température croît. D'une manière générale, on aurait :

$$RT = aT + b.$$

Quoique la théorie de Born ne dise pas clairement si a et b conservent le même signe dans tous les cas, l'auteur trouve, dans un diagramme de coordonnées RT et T, des courbes et non des droites, et conclut que dans tous les cas cette théorie est en complet désaccord avec les faits.

L'auteur trouve que le rapport R croît avec la température pour tous les liquides, quel que soit le signe de leur constante de Kern (augmentation de 22 pour cent par exemple, pour le toluol entre — 20° et 100°).

L'expression

$$\frac{B_t\, T}{(\varepsilon + 2)^2}$$

semble par contre sensiblement constante pour les liquides à constante de Kern positive.

Enfin, pour le sulfure de carbone et le toluène, le rapport $\frac{B_t}{B_{20}}$ des constantes de Kern à t° et à 20° est sensiblement indépendant de la longueur d'onde employée.

M. Pauthenier.

Double réfraction magnétique dans les fumées. — Tieri (L.) [*Nat.*, **107** (1921), 778-779]. — L'auteur décrit une intéressante expérience qu'il a faite récemment : un faisceau de lumière parallèle, polarisée par un nicol (dont la section principale est à 45° sur l'horizon), passe le long d'un diamètre près du plan supé-

(2) Langevin, *Le Radium*, **7** (1910), 249.

rieur d'une bobine circulaire plane disposée horizontalement ; à la suite vient un deuxième nicol croisé avec le premier.

Au fond de la bobine se trouve un arc au fer, fonctionnant avec 30 ampères et 140 volts, et capable d'émettre une grande quantité de fumée. Un tube de cuivre, arrivant dans l'axe de la bobine, envoie la fumée vers le faisceau lumineux passant en haut de la bobine. Le champ magnétique fourni par celle-ci était de l'ordre de plusieurs dizaines de gauss.

Lorsqu'on établit le champ en présence de la fumée formée de fines particules de fer ou de ses oxydes, on constate que les nicols, cependant croisés, ne sont plus à l'extinction. L'extinction se rétablit aussitôt que le champ cesse.

Le phénomène présentait en outre les autres caractères suivants :

1. Existence de polarisation chromatique.
2. En lumière monochromatique, impossibilité d'obtenir l'extinction par rotation de l'analyseur.
3. Observation de biréfringence positive.
4. Si la lumière est polarisée dans un plan parallèle ou normal à la direction du champ, le phénomène n'apparaît plus.
5. Résultat négatif avec les fumées de l'arc au cuivre. — L. Brüninghaus.

Double réfraction magnétique des fumées. — **Whytlaw-Gray (R.)** [*Nat.*, **107** (1921), 810]. — Courte note apportant quelques renseignements et remarques sur un phénomène précédemment décrit. Les particules constituant la fumée qui émane de l'arc au fer ont une forme allongée et se trouvent orientées par le champ magnétique. — L. Brüninghaus.

Sur la double réfraction magnétique de l'or colloïdal. — **Björnstahl (Y.)** [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 352-368]. — L'auteur a étudié par la méthode de Brace la biréfringence magnétique de l'or colloïdal obtenu par voie chimique et placé dans un champ d'environ 21 000 gauss.

Influence du champ. — La différence de phase entre les deux composantes est proportionnelle au carré du champ. Pour fixer les ordres de grandeur, une solution contenant 50 mg d'or par litre présentait une différence de phase de 85 minutes par cm de solution traversée.

Influence de la concentration. — A condition de prendre la précaution de diluer les solutions avec de l'eau provenant de solutions colloïdales dont l'or s'était déposé, on trouve une proportionnalité exacte entre la concentration et la biréfringence.

Dispersion du phénomène. — La biréfringence croît fortement avec la longueur d'onde.

Influence de la grandeur des particules. — *Définissant* le *diamètre* des particules au moyen de la loi de Stokes, on trouve que la biréfringence passe par un maximum, puis décroît jusqu'à un minimum et croît ensuite rapidement. Les résultats ne peuvent être précisés par des nombres, deux solutions préparées identiquement donnant des résultats variant du simple au double et même plus.

Dichroïsme. — Les solutions où le phénomène présente une grande dispersion présentent un minimum de la quantité $\frac{a}{a'}$, a étant l'amplitude de la vibration parallèle au champ et a' l'amplitude de la vibration perpendiculaire ; les solutions à basse dispersion présentent d'abord un maximum, puis un minimum.

Constitution des particules. — Les particules d'or ne peuvent avoir une forme

sphérique, puisque un courant de la solution colloïdale présente une biréfringence indiquant une orientation des particules, le grand axe étant dans la direction du courant.

Or dans la biréfringence magnétique, l'expérience indique que le grand axe est perpendiculaire au champ ; mais les cristaux d'or habituellement observés sont magnétiquement isotropes, donc devraient s'orienter parallèlement au champ ; par suite l'or colloïdal doit être considéré comme une modification allotropique de l'or ordinaire. — A. Foch.

Dispersion rotatoire magnétique dans les liquides transparents. — **Castleman (R.-A.) et Hulburt (E.-O.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 143-144]. — En partant de la théorie électronique de H.-A. Lorentz, l'auteur établit une formule théorique qui exprime la relation existant entre l'angle de la rotation magnétique du plan de polarisation produite par le milieu aimanté, la longueur d'onde de la lumière, l'intensité du champ magnétique, et d'autres grandeurs physiques. On a négligé dans la théorie l'absorption de la lumière dans le milieu.

Pour contrôler la théorie, on a mesuré la rotation magnétique d'un certain nombre de liquides transparents (sulfure de carbone, benzène, nitrobenzène, etc.), pour une série de longueurs d'onde du spectre visible. On a comparé les valeurs ainsi obtenues avec les valeurs calculées à partir de la formule théorique. Le résultat est qu'il y a accord pour les radiations de grande longueur d'onde, mais que pour les plus courtes les rotations théoriques étaient supérieures aux rotations observées, le désaccord s'accroissant à mesure que la longueur d'onde diminue. L'auteur indique que si l'effet de l'absorption était pris en considération dans la théorie, le désaccord serait diminué.

En se servant de la formule théorique, on a calculé le rapport e/m pour l'électron ; il s'est trouvé compris entre $0{,}49.10^7$ et $1{,}12.10^7$, en exprimant la charge en U. E. M. C. G. S. — L. Brüninghaus.

Dispersion rotatoire magnétique et naturelle des liquides transparents optiquement actifs. — **Hulburt (E.-O.)** [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 116-127]. — L'auteur a déduit de la théorie de Lorentz une forme théorique pour exprimer le pouvoir rotatoire d'un milieu optiquement actif placé dans un champ magnétique ; dans l'établissement de cette formule, il a négligé l'influence de l'absorption de la lumière par le milieu.

Pour vérifier la théorie il a fait des mesures de rotation sur le limonène et sur des solutions de sucre de canne dans l'eau, d'acide tartrique dans l'eau et de camphre dans l'alcool éthylique. La lumière incidente était de la lumière monochromatique polarisée rectilignement et dont la longueur d'onde a pris successivement les valeurs 4360, 5460, 5780 et 6200 Å : le champ magnétique utilisé était de 6480 gauss.

Les mesures des rotations naturelles s'accordent d'une façon satisfaisante avec la théorie. La comparaison avec la théorie des mesures de rotations magnétiques n'a pu être faite que sur la solution de sucre : l'accord est bon pour les grandes longueurs d'onde, pour les petites longueurs d'onde les valeurs théoriques sont un peu trop grandes, sans doute parce qu'on a négligé l'influence de l'absorption.

F. Croze.

Sur la dispersion et l'absorption de quelques métaux dans le spectre visible et ultraviolet. — **Robinow (G.)** [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, (1920), 40-48]. — L'auteur applique les formules de Drude donnant l'état de polarisation de la lumière réfléchie sur des surfaces métalliques. — Il en déduit les indices de

réfraction, les coefficients d'absorption et les pouvoirs réflecteurs, avec une précisions évaluée à 1 ou 2 p. 100 en lumière visible et de 10 à 20 p. 100 en ultra-violet. Il a étudié ainsi l'iridium poli, l'iridium obtenu par pulvérisation cathodique, l'antimoine, le tungstène et un alliage réfléchissant de Kahlbaum « de composition inconnue », pour des longueurs d'onde de 7000 à 2400 Å. Les longueurs d'onde étaient définies suivant les cas à 20 ou 40 Å près. Dans l'ultra-violet, l'auteur employait la méthode de W. Meier [*Ann. der Phys.*, **31** (1910), 1017]. Tableaux de nombres et courbes. Pour les deux sortes d'iridium les résultats concordent bien, et le pouvoir réflecteur de l'antimoine paraît être particulièrement élevé. — F. Wolfers.

Recherches sur la dispersion et l'absorption de quelques cristaux pour le spectre visible et ultraviolet. — Krückeberg (A.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **1** (1921), 117-124]. — La lumière issue d'un monochromateur est polarisée, tombe sous une incidence variable sur une surface réfléchissante de la matière étudiée, puis est analysée après la réflexion. On détermine l'angle principal d'incidence et l'azimut principal. Leur connaissance permet de calculer l'indice de réfraction et l'indice d'absorption. Les résultats sont donnés en fonction de la longueur d'onde pour l'or, le fer oligiste, la blende d'antimoine argentifère, le bismuth et le cinabre. — Fortrat.

Dispersion et absorption de quelques métaux dans le spectre visible et ultraviolet. — Bockmann (Mlle E.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **2** (1921), 297-303]. — Étude d'un acier au nickel, du cuivre obtenu par pulvérisation cathodique, et de trois alliages de cuivre et argent, entre 7 000 et 2 500 Å. L'analyse des vibrations elliptiques réfléchies est interprétée par la méthode de Voigt et Meier (thèse à Göttingen), et — pour le spectre visible — à l'aide des formules de Horne (thèse à Göttingen).

Les erreurs sont estimées à :

1 à 2 p. 100 pour les indices, les pouvoirs réflecteurs et absorbants ; et 25 à 35 minutes pour les phases et les azimuts, dans le spectre visible.

5 à 10 p. 100 pour les mêmes coefficients, et de 2 à 3 degrés pour les angles dans l'ultraviolet.

L'auteur donne des tableaux numériques assez développés. Les résultats sont très analogues entre le cuivre massif ou obtenu par pulvérisation cathodique.

Les constantes des alliages sont comprises entre celles des constituants tant qu'il n'y a pas de cristaux mixtes. — F. Wolfers.

Les spectres du carbone, du fer et du nickel dans l'ultraviolet extrême. — Millikan (R.-A.), Bowen (I.-S.) et Sawyer (R.-A.) [*Astroph. Journ.*, **53** (1921), 150-160]. — Les auteurs commencent par donner quelques indications sur la technique de la spectroscopie dans l'ultraviolet extrême. Ils font remarquer que les réseaux concaves doivent être employés dans le premier ordre, si l'on veut éviter l'empiètement des spectres, que la perfection des surfaces réfléchissantes et la régularité du tracé doivent être très supérieures à celles qui sont exigées pour l'étude des spectres visibles. Pour obtenir des réseaux satisfaisants et ayant un de leurs spectres du premier ordre aussi lumineux que possible, ils ont trouvé avantageux de diriger le tracé de façon que l'intervalle entre deux traits soit égal à la largeur de chacun d'eux. Le nombre des traits par mm n'a jamais dépassé 1 100.

Les auteurs donnent ensuite les formules de correction qu'il faut appliquer, dans le calcul des longueurs d'onde, pour tenir compte de l'inclinaison de la plaque

photographique sur la normale au réseau et de l'écart entre le plan de cette plaque et la surface focale du réseau.

Ils donnent ensuite les intensités et les longueurs d'onde exactes à 0,2 Å près, de 75 raies du carbone entre 360 Å et 1931 Å, de 200 raies du fer entre 271 Å et 2153 Å, et d'environ 75 raies du nickel entre 731 Å et 1860 Å. — F. Croze.

Nouveaux spectres de l'oxygène et de l'azote dans l'ultraviolet extrême. — Hopfield (J.-J.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 548]. — L'auteur a étendu le spectre de l'oxygène de la longueur d'onde 990 Å à la valeur 508 Å. Le spectre était obtenu avec une forte décharge disruptive éclatant dans l'oxygène à basse pression.

On a pu de même étendre le spectre de l'azote de 1 400 à 825 Å, et on a pu photographier des raies à 307 Å et à 362 Å. — L. Brüninghaus.

La transmission ultraviolette de l'alcool éthylique absolu bouilli. — Orndorf (W.-R.), Gibbs (R.-C.) et Scott (M.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 393-394]. — La transmission de l'alcool absolu bouilli est inférieure à celle de l'alcool qui n'a pas été chauffé depuis sa distillation. L'auteur ne peut encore se prononcer sur la cause de ce phénomène. — L. Brüninghaus.

L'absorption ultraviolette de l'anthracène et du benzène. — Hyatt (J.-M.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 391-393]. — Le but de ce travail était de contrôler les résultats précédemment obtenus, par l'emploi du photomètre à secteurs de Hilger, selon la méthode de Howes. Deux tableaux donnent les fréquences des bandes observées. On trouve des différences de fréquences à peu près constantes dans le spectre de l'anthracène. — L. Brüninghaus.

Transparence de quelques colorants jaunes dans l'ultraviolet. — Stumpf (F.) [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, 20 (1921), 183-188] (1). — La constante d'absorption K a été déterminée pour divers colorants dans le spectre ultra-violet de 4 000 à 2 900 Å ; pour cela, la fente d'un spectrographe en quartz, éclairé par un arc au fer, était partiellement recouverte par l'écran liquide ; la pose correspondante était de 15 secondes ; la partie nue de la fente était divisée en sections pour lesquelles les durées de pose étaient respectivement de 1, 2, 5 et 15 secondes. Ayant préalablement déterminé pour la plaque employée (*Flavine* de Hauff) l'exposant de la loi de Schwarzschild ($p = 0{,}80$) les mesures de densités faites au microphotomètre de Hartmann permettaient de calculer, pour diverses longueurs d'onde, l'intensité I transmise par le colorant en fonction de l'intensité I_0 du faisceau non modifié.

G. Hache.

VI. — PHYSIQUE CRISTALLINE.

Un modèle démontable de réseau dans l'espace. — Stintzing (H.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 51]. — Modèle entièrement métallique, avec baguettes et boules démontables, permettant de réaliser le réseau d'un cristal quelconque. Description complète dans *Zeits. f. Kristallographie*. — G. Bruhat.

Sur la séparation des molécules à la surface des cristaux et la règle de Bravais. — Volmer (M.) [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 646-647]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands (Iéna, 12-24 septembre 1921). Quand une

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*suppl.*), 1 (1921).

molécule arrive sur un plan réticulaire déjà formé, elle reste dans le champ d'attraction de cette surface, et y continue son mouvement d'agitation thermique ; elle peut ainsi arriver au bord de la surface et la quitter pour une autre surface, ou bien plusieurs molécules peuvent se réunir et former l'amorce d'un nouveau plan réticulaire. Si les mailles du réseau sont très larges, les surfaces équipotentielles présentent de nombreuses courbures ; la molécule qui se déplace dans le champ devra sans cesse changer de direction, et mettra beaucoup plus longtemps à atteindre le bord. Dans l'état stationnaire, il y aura donc d'autant plus de molécules au voisinage de la surface que le plan réticulaire sera moins garni, et l'on explique ainsi la règle empirique de Bravais, que la vitesse d'accroissement est en général la plus grande pour les plans les moins denses. On explique aussi le fait d'expérience que la vitesse d'accroissement est d'autant plus grande que la surface est plus grande.

G. Bruhat.

La probabilité de cristallisation spontanée des liquides surfondus. — **Hinshelwood (C.-N.) et Hartley (H.)** [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 78-94]. — Les auteurs s'attaquent au mécanisme de la cristallisation spontanée d'un liquide surfondu. Le travail a porté sur des substances organiques à point de fusion peu élevé, comme le salol. La conclusion est que pour ces substances la cristallisation est provoquée par certaines fines poussières de l'air, de nature organique, et qui existent dans le liquide surfondu à l'état colloïdal. Cette hypothèse est basée sur des preuves indirectes (activité de cristallisation spontanée rendue à un liquide qui l'a perdue, en l'exposant à nouveau à l'air). On ne peut s'empêcher de regretter très vivement, en lisant cet intéressant mémoire, que les auteurs n'aient pas cherché à avoir des preuves directes, par exemple en exposant le liquide devenu inactif à de l'air soigneusement filtré. A vrai dire, ils se proposent de reprendre les expériences, et de s'aider d'observations à l'ultra-microscope.

La nature colloïdale présumée des centres de cristallisation résulte de ce que le chauffage prolongé, ou le vieillissement, diminuent l'activité de ces particules.

On a pu vérifier d'autre part, que leur activité dépend de leur rayon, comme on peut le prévoir théoriquement. Les résultats des nombreuses observations statistiques s'interprètent bien par la vue théorique suivante : Si le rayon des centres de cristallisation est égal au rayon d'une particule cristalline capable d'être en équilibre thermodynamique avec le liquide surfondu (la température d'équilibre étant d'autant plus basse que la particule est plus petite), alors la cristallisation s'opère. Si le rayon des centres est inférieur à cette valeur critique, le liquide surfondu aura une vie moyenne dont la durée sera fonction de la différence entre le rayon d'équilibre et le rayon de la particule présente : il se fera bien un dépôt sur la particule, mais la couche formée n'étant pas en équilibre se liquéfiera à nouveau, à moins qu'une circonstance accidentelle ne provoque brusquement le dépôt du nombre de couches cristallines suffisant pour avoir une masse de rayon au moins égal au rayon critique : auquel cas la cristallisation se produira.

En somme, en l'absence rigoureuse de centres, un liquide surfondu serait en équilibre stable à toute température. — L. Brüninghaus.

La fragilité de la glace à basse température. — **Hawkes (L.)** [*Nat.*, 109 (1922), 240]. — Beilby a récemment attiré l'attention sur l'impossibilité d'expliquer la marche des glaciers à des températures très inférieures à 0° C par l'hypothèse du regel, et sur la nécessité de supposer une déformation des cristaux de glace par déplacement le long des plans de glissement interne ou le long des faces cristallines. A la suite de ses expériences sur l'action de la pression sur les métaux et sur

les minéraux, il suggère que dans la glace une modification vitreuse doit se produire le long du plan de déplacement, et que, au-dessus d'une certaine température (dite de cristallisation) il y a retour immédiat à l'état cristallin. Si au contraire la température de la glace tombe au-dessous de ce point, l'écoulement de la glace sera retardé, de même que les modifications vitreuses des métaux sont plus dures que les formes cristallines, et que leur présence accroît la rigidité.

Il semble que cette manière de voir fournisse aussi une explication de la fragilité de la glace à basse température. Les skieurs par exemple savent bien que le glissement du ski est bien plus difficile à basse température.

La *température de cristallisation* avoisinerait — 12° C. — L. Brüninghaus.

Augmentation de la résistance de cristaux individuels par travail mécanique. — **Polanyi (M.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 16-20]. — L'analyse par les rayons X de fils de tungstène soumis à une forte traction montre que certaines faces seules des cristaux se trouvent dans la section du fil. Cette structure « fibreuse » est accompagnée d'un très grand accroissement de la charge de rupture, qui peut atteindre 20 pour 100 à froid et 40 pour 100 à chaud.

Résultats analogues avec le sel gemme par polissage des faces du prisme.

P. Job.

L'effort de rupture des cristaux de sel gemme. — **Antonoff (G.-N.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 62-66]. — Un cristal de sel gemme est taillé en prismes de 2 à 3 cm de long et 15 mm² de section. Il est soumis à des efforts de traction jusqu'à la rupture, qui se produit quand l'effort atteint 41,5 kg : cm² (à 10 pour 100 près, suivant les échantillons), quelle que soit la direction de la taille.

Dans un mémoire antérieur [*Phil. Mag.*, **36** (1918], l'auteur avait donné une théorie de la tension superficielle, d'où résultait que cette dernière α était reliée à l'effort de rupture P et au nombre p de molécules par unité de volume par l'équation

$$P = 2\alpha p^{\frac{1}{3}}.$$

Les nombres précédents ne concordent nullement avec cette théorie.

A. Foch.

Sur l'allongement des fils cristallins de tungstène. — **Schönborn (H.)** [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1922), 377-381]. — Le fil étudié, long de 287 mm, est placé horizontalement, fixé à ses deux extrémités et soumis en son milieu à l'action d'un poids. Tant que la tension du fil ne dépasse pas 70 kg : mm², il n'y a pas de déformation permanente ; au-delà de cette valeur, il y a glissement des molécules du fil et déformation permanente. Cette déformation se produit lentement et l'auteur a constaté que la vitesse de déformation est fonction exponentielle de la tension appliquée. Le fil qui a subi cette sorte de glissement moléculaire devient plus tenace. On a constaté aussi la valeur de la loi de Hooke pour les déformations réversibles même au delà de la limite d'élasticité. — L. de Broglie.

La formation des raies et leurs brusques changements de direction, dans le fer électrolytique. — [*Electr.*, 86 (1921), 717]. — Résumé d'une communication de W.-E. Hughes, à la réunion annuelle de « The Iron and Steel Institute ». Rappel de travaux antérieurs sur la question, examen de microphotographies, théorie du phénomène. — P. V.

Sur les vibrations d'un milieu cristallin. — **Hilton** (H.) [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 148-156]. — Calcul des vibrations des molécules d'un cristal orthorhombique autour de leurs positions d'équilibre dans l'hypothèse où seules agissent les six molécules les plus voisines. — A. Foch.

Sur le relâchement des réseaux cristallins. — **Hevesy** (G. von) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 337-352]. — 1. Pour expliquer certaines propriétés des cristaux, il a été nécessaire de supposer que les forces qui maintiennent les atomes dans leur position moyenne d'équilibre ne sont pas exactement proportionnelles à leurs distances mutuelles (Debye, Born); l'atome peut ainsi effectuer des oscillations dissymétriques. On a rendu compte ainsi de la dilatation thermique, la pyroélectricité, la chaleur spécifique. Dans ce dernier cas, la chaleur atomique, qui augmente avec T, dépasse la valeur théorique de Dulong et Petit. La chaleur totale en excès est, au point de fusion, 0,15 environ de la chaleur de fusion pour les métaux alcalins. L'auteur pense qu'il s'agit d'un relâchement progressif du réseau cristallin, préparatoire à la fusion.

2. Par suite des oscillations dissymétriques des ions, quelques-uns à énergie plus grande, arrivent à occuper la place d'un autre ion, d'où dans l'édifice cristallin certains endroits où le réseau est perturbé. Cette perturbation doit permettre un transport de matière. La diffusion des solides dans les solides doit procéder de cette manière, de même la conductibilité électrolytique des cristaux. L'auteur considère que le rapport des conductibilités, avant et après fusion, mesure la tendance du réseau au relâchement. Ce rapport est très variable d'un sel à l'autre (20 000 pour KNO^3 ; 0,9 pour AgI). $K\ NO^3$ aurait ainsi un réseau très solide.

3. La tendance au relâchement est également en relation avec l'affinité des ions du cristal pour les électrons ; celle-là est d'autant plus petite que le travail nécessaire pour amener les ions à l'état neutre est plus grand. Le relâchement du réseau serait produit par une modification de l'état normal d'ions isolés. L'augmentation de conductibilité constatée sur certains électrolytes solides sous l'influence de la lumière et des rayons X proviendrait d'une augmentation de mobilité des ions déjà présents. La conductibilité électronique serait un cas limite du même phénomène. — E. Darmois.

Chaleur de cristallisation du quartz. — **Ray** (R.-C.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 509-515]. — La chaleur de cristallisation du quartz a été déterminée par le procédé de Tammann, en dissolvant dans l'acide fluorhydrique de la silice amorphe et cristallisée. La dissolution est très lente, de sorte qu'on est amené à broyer finement la silice ; or dans ce broyage, une partie de la silice cristallisée se transforme en silice vitreuse, de sorte qu'il ne faut pas pousser la pulvérisation trop loin, si on veut obtenir des résultats corrects. Le broyage aux tamis de 8 et 16 mailles au cm a paru convenable : Les poudres provenant des deux tamis ont donné les mêmes résultats :

Chaleur de dissolution (cal : kg par mol. g) :	de la silice amorphe	37,3
— —	du quartz.........	30,35
$Si\ O^2$ (am.) — $Si\ O^2$ (crist.)........................	=	6,95

A. Foch.

Fusion du feldspath potassique. — **Morey** (G.-W.) et **Bowen** (N.-L.) [*Amer. Journ. Sc.*, **4** (1922), 1-21]. — Les orthoclases naturelles et les orthoclases artificielles ($K\ Al\ Si^3\ O^8$) préparées par cristallisation en vase clos, en présence de vapeur d'eau entrent en fusion un peu au-dessous de 1 200°C (1 170°), en donnant

un liquide et de la leucite ($K\ Al\ Si^2\ O^6$). Si l'on continue à chauffer, les dimensions des cristaux de leucite augmentent et la fusion est complète un peu au-dessus de 1 500° C (cette limite varie selon l'origine de l'orthoclase étudiée).

Conséquences au point de vue pétrogénique. — P. Job.

L'orientation des grains dans une émulsion photographique sèche. — **Silberstein (L.)** [*Journ. Opt. Soc. Amer.*, **5** (1921), 171-177; 213-217] (1). — L'auteur cherche à rendre compte théoriquement du fait, constaté par Trivelli, que, dans une émulsion au gélatinobromure, les grandes faces des tablettes cristallines s'orientent, pendant le séchage, parallèlement à la surface libre. Il trouve que, dans le cas d'un coefficient de contraction de la gelée gélatineuse de 0,1, l'angle des tablettes cristallines avec le support après séchage est, pour 90,5 pour 100 de ces cristaux, inférieur à 45°. — G. Hache.

Sur la recristallisation produite par recuit. — **Gaubert (P.)** [*C. R.*, **173** (1921), 1089]. — Plusieurs hypothèses ont été émises pour expliquer la recristallisation des métaux sous l'influence du recuit. La recristallisation étant très difficile à suivre avec les métaux, l'auteur s'est adressé à des substances organiques, observables aisément au microscope polarisant. Il résulte de cette étude que la recristallisation n'est, en général, possible que si les cristaux sont suffisamment malléables pour que certaines actions mécaniques modifient leur réseau cristallin. Elle se produit alors comme s'il s'agissait d'une transformation polymorphique lente.

A. Blanc.

Théorie de la recristallisation. — **Alterthum (H.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 347-356]. — Le phénomène de recristallisation a pour cause une « instabilité thermodynamique». Dans le travail à froid d'un métal, la variation d'énergie est formée d'une partie réversible (chaleur latente de recristallisation) et d'une partie irréversible, si bien qu'il doit exister une série continue de modifications différentes qui ne peuvent pas coexister, mais qui se forment les unes ou les autres selon la déformation subie par le métal. En prenant pour base le principe de probabilité de Boltzmann on peut trouver une formule donnant le nombre de grains cristallins en fonction de la température et de la déformation du métal. Cette formule est d'accord avec les résultats expérimentaux de Czochralis. Théorie analogue pour la « recristallisation superficielle » et la « recristallisation mixte. » — P. Job.

Sur le problème de la croissance des cristaux. — **Volmer (M.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **102** (1922), 267-274]. — On a attribué longtemps une certaine importance au principe de Curie-Wulff d'après lequel la forme cristalline était celle d'énergie libre superficielle minima. Gibbs a déjà montré que, pour les cristaux macroscopiques (les seuls étudiés), le terme provenant de la surface dans le potentiel thermodynamique était négligeable. Des critiques plus récentes ont été faites par Valeton (*Sachs. Ges. d. W.*, 1915). Le principe serait en fait sans application. L'auteur propose pour le remplacer une théorie, pour le moment provisoire, à cause des incertitudes qui subsistent dans les approximations faites.

1° Des expériences récentes sur la formation des cristaux de mercure à partir de la vapeur sursaturée à basse pression [*Zeits. f. Phys.*, **7** (1921), 13 et **9** (1922), 193] ont montré que : les molécules nouvelles ne pénètrent pas dans le réseau déjà formé; elles s'organisent en noyaux à deux dimensions, mobiles sur la surface du

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*suppl.*) **1** (1921).

cristal, qui finissent par se fixer et constituer de nouveaux plans réticulaires. Les mêmes phénomènes ont été observés sur des cristaux de Cd et Sn électrolytiques, de PbI^2 produits par contact de solutions de $(No^3)^2 Pb$ et KI. Un grossissement de 500-1000 diamètres montre que la formation d'une couche nouvelle commence en un point et se propage, l'épaisseur (mesurée par la teinte de polarisation) restant constante. Ces expériences sont à rapprocher de celles de Marcellin sur le clivage du mica; Gibbs avait déjà prévu que la croissance du cristal devait être périodique (Etudes thermodynamiques).

2° Conformément aux expériences précédentes, la théorie devra attribuer une grosse importance à la couche de passage formée à la surface du cristal (comparer aux expériences de Marc sur la chute rapide de concentration au début de l'immersion d'un cristal dans la solution sursaturée). On supposera que l'équilibre dans la couche de passage a lieu, non par échanges entre le gaz et le solide, mais par un processus (écoulement par ex.) qui se passe dans la couche elle-même. La formation d'un plan réticulaire ne serait donc pas influencée directement par celui qui lui sert de support ; elle dépendrait surtout de la densité des molécules. Moyennant certaines hypothèses, l'auteur propose pour le rapport des vitesses de croissance de 2 plans différents la formule

$$\frac{v_1}{v_2} = a \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^n \qquad (1)$$

a est un facteur numérique (de l'ordre de 1), $n \leqq 1$.

On aurait d'autre part (Boltzmann)

$$\frac{c_1}{c_2} = e^{\frac{A_1 - A_2}{RT}}, \qquad (2)$$

où les (A) désignent le potentiel moyen d'adsorption dans la couche superficielle

De (1) et (2) on tire $\frac{v_1}{v_2} = a\, e^{n\frac{A_1 - A_2}{RT}}$.

La formule explique, comme le principe de Curie, la fréquence des faces à faible énergie spécifique ; elles croissent lentement, leur potentiel d'adsorption est faible. On retrouve aussi la règle de Bravais sur la grande densité.

On peut obtenir quelques nombres en utilisant les résultats de Born et Stern [*Berl. Akad. Ber.*, (1919), 901] ; pour un cristal du type NaCl et les faces 011 et 001, le rapport des énergies superficielles spécifiques est 2,7. Si on admet que $\frac{A_1}{A_2}$ est voisin de cette valeur, on trouve que $\frac{v_1}{v_2}$ est voisin de e^3 et qu'il doit croître rapidement quand la température diminue. Pour $t = -50°$ C ($T = 223$), en posant $n = a = 1$, on trouve $\frac{v_1}{v_2} = 7.10^4$. On s'explique ainsi la formation à 50° C de lamelles extrêmement minces de mercure cristallisé, formation qu'aucune théorie n'avait expliquée jusqu'ici.

Mêmes remarques sur la croissance des cristaux à partir du liquide en fusion ; on vérifie pour Hg que le liquide s'étale au point de fusion sur toutes les faces, excepté sur les faces fondamentales. — E. Darmois.

Sur la croissance cristalline dirigée. — Volmer (H.) [*Zeits. f. Phys.*, **9** (1922), 193-196]. — Discussion des conditions d'accroissement d'un cristal soumis à un jet de molécules. Cet accroissement se produirait grâce à des phénomènes d'adsorption superficielle assez complexes ; il en résulterait, comme l'expérience le montre, une extension de la face cristalline bombardée beaucoup plus rapide en largeur qu'en profondeur. — L. DE BROGLIE.

Structure de l'alun. — Valeton (J.-J.-P.) [*Zeits. f. Krist.*, **56** (1921), 434]. — Les vitesses d'accroissement des faces (111) (110) et (100) sont entre elles comme 1 : 3,5 : 7 ; ces vitesses sont en rapport avec la structure atomique dans la direction de ces faces. C'est ainsi que les faces (110) contiennent les molécules entières $(SO^4)^2KAl$, tandis que les faces (100) présentent des couches alternées de métal et de radical. — P. JOB.

Vitesse de décomposition des substances cristallines. — Sieverts (A.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **102** (1922), 89-90]. — Les travaux de Hinshelwood et Bowen ont échappé à l'auteur; il est d'accord sur l'importance de la surface pour la vitesse de réaction. La relation caractéristique de l'autocatalyse a été observée dans tous les cas; l'auteur n'a pas affirmé qu'il s'agissait d'un phénomène chimique. La relation empirique.

$$\frac{dx}{dt} = A + Bx^n$$

n'a été vérifiée que pour la tétranitroaniline, finement divisée. — E. DARMOIS.

La structure des cristaux liquides dans le cas d'un mélange réductible en gouttes. — Lehmann (O.) [*Ann. der Phys.*, **66** (1921), 323-343]. — Ces recherches se rapportent à des gouttes de liquides cristallins qui contiennent en dissolution des traces d'un corps étranger. — Les gouttes ne sont pas homogènes au point de vue physique, ne possèdent pas la structure réticulaire, et ne peuvent être en général étudiées par les méthodes ordinairement en usage pour les cristaux solides (étude entre nicols croisés, en lumière convergente, ou par les rayons X). L'auteur examine le dichroïsme entre nicols parallèles ; il renvoie à ce sujet à une remarque antérieure relative à l'étude des gouttelettes de cristaux liquides : un nicol placé soit au-dessus, soit au-dessous de la préparation fournit respectivement une image soit de la partie inférieure soit de la partie supérieure de celle-ci. Entre nicols parallèles, on observe la superposition des deux images précédentes de la structure. Par structure il faut entendre la direction d'absorption maximum de la lumière. Dans chaque molécule existe une telle direction privilégiée que l'on peut appeler axe de la molécule. Le procédé expérimental considéré permet de discerner en tout point de la surface de la goutte la direction de ces axes moléculaires. Si d'autre part, l'augmentation de volume d'une goutte cristalline peut être considérée comme procédant par superposition de couches superficielles successives, on peut se faire ainsi une idée approchée de la disposition des axes des molécules à l'intérieur de la goutte.

Le dispositif expérimental a été décrit et figuré ailleurs [1].

De courtes colonnes cylindriques de cristaux liquides de paraazoxyphénétol avec très peu de pipérine comme solvant se comportent au point de vue du dichroïsme comme des cristaux solides ordinaires; leurs molécules sont parallèles.

(1) O. Lehmann., *Ann. der Phys.*, **51** (1916), 360.

Il n'en va naturellement plus de même dans le cas des gouttelettes sphériques libres étudiées par la suite. L'auteur remplace aussi le paraazoxyphénétol par le benzoate de cholestéryle et d'autres corps organiques.

De très nombreuses figures représentent les curieuses apparences observées.

M. PAUTHENIER.

Etats d'agrégation et cristaux liquides. — **Lehmann** (O.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **102** (1922), 91-101]. — Les ouvrages récents de Tammann (*Die Aggregatzustände*) et de Nernst (*Theoretische Chemie* 1921) ignorent ou combattent les cristaux liquides. L'auteur rappelle ses nombreux travaux sur la question. A la suite d'observations sur la courbe de refroidissement du nitrate d'Am (1877), il développe sa théorie de l'isomérie (physique) moléculaire : les modifications polymorphiques d'un corps ne sont pas des isomères chimiques ; la fusion et la vaporisation sont des processus chimiques concernant les combinaisons moléculaires (de molécules semblables). Aux trois états classiques des corps, il substitue trois groupes de corps différenciés par leur consistance :

1. Solides, possédant cohésion et limite élastique.
2. Liquides, sans limite élastique, pouvant supporter des pressions négatives.
3. Gaz, sans cohésion, ni limite élastique.

Les transformations polymorphiques sont des changements des molécules ; la théorie classique admet au contraire l'identité des molécules des états liquide et gazeux (Van der Waals) ; malgré cela, l'accord quantitatif avec l'expérience exige l'appel à des « associations ».

Les modifications polymorphiques seraient, d'après les théories classiques, caractérisées par la différence du réseau cristallin ; réciproquement une modification de ce réseau par torsion par exemple, devrait changer les propriétés. Or, les cristaux de NO^3Am sont plastiques ; tordus, leur solubilité est invariable.

L'auteur rappelle de même les difficultés d'explication de sa découverte des cristaux mixtes anormaux (1883) : NH^4Cl et $Fe\ Cl^3$. Certains cristaux seraient, contrairement aux idées courantes sur l'homogénéité du cristal, des mélanges de molécules différentes (glace), de même pour les liquides surfondus, les corps vitreux qui ne constituent pas une phase et ne peuvent rester en équilibre avec une modification cristalline. La modification de NO^3Am stable de 125 à 161° (point de fusion) est aussi molle que la cire, premier pas vers la découverte des cristaux liquides. Ceux-ci ont été observés pour la première fois sur l'oléate d'Am hydraté, qui ne possède aucune limite d'élasticité. L'auteur signale qu'un film sur les « cristaux liquides et leur vie apparente » a paru dernièrement à Leipzig (1921).

E. DARMOIS.

Sur l'absorption des gaz par les cristaux. — **Seeliger** (R.) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 563-568]. — Certains cristaux de la famille des zéolithes préalablement asséchés, ont la propriété d'absorber des quantités considérables de gaz. Est-ce là une simple adsorption ou le gaz s'incorpore-t-il au réseau cristallin ? Pour éclaircir la question, l'auteur a étudié les propriétés d'un de ces minéraux, la chabasite, déterminé pour différents gaz les courbes pression-volume absorbé et leurs formules empiriques. Les résultats, bien que présentant certaines régularités remarquables, sont très complexes et ne permettent pas de trancher la question posée.

L. DE BROGLIE.

Un microscope pétrologique. — [*Nat.*, **109** (1922), 58-59]. — Description d'un nouveau microscope pour examen des roches cristallines, établi par R. et J. Beck, et destiné surtout aux étudiants. — L. BRÜNINGHAUS.

Sur la photographie stéréoscopique des cristaux. — François (M.) [*C. R.*, **172** (1921), 1506.] — L'étude stéréoscopique des cristaux peut être faite facilement en utilisant un groupe de deux clichés obtenus avec un microscope dont le tube peut être incliné successivement dans deux positions correspondant à celles des deux tubes d'un microscope binoculaire.

Pour réaliser l'éclairage par devant des cristaux observés, l'auteur utilise un petit miroir concave placé en avant de l'objectif et percé d'un trou pour l'observation, au lieu d'utiliser l'éclairage par autocollimation des microscopes métallographiques. — J. Villey.

Pratique de la photographie des cristaux transparents. — François (M.) et Normand (C.) [*Bull. Soc. Chim. Fr.*, **29** (1921), 792-807] (¹). — Description des modes opératoires applicables à la photographie des cristaux obtenus dans les analyses microchimiques. — G. Hache.

Biréfringence magnétique des liqueurs mixtes et structure cristalline. — Procopiu [*C. R.*, **173** (1921), 353]. — L'auteur a poursuivi, sur les liqueurs mixtes constituées par des poudres cristallines en suspension dans un liquide d'indice égal à leur indice moyen, l'étude des biréfringences provoquées par des champs transverses capables d'orienter les cristallicules uniaxes étudiés.

Dans un champ magnétique, les résultats sont tout à fait analogues à ceux ultérieurement indiqués pour un champ électrique [*C.R.*, **172**, 1172 ; *Journ. de Phys.*, **3** (1922), 74 D] : la biréfringence obtenue est positive si les signes optique et magnétique du cristal sont les mêmes, et négative si les signes sont opposés (en appelant cristal *magnétiquement négatif* tout cristal dans lequel la susceptibilité magnétique est en valeur absolue, plus petite suivant l'axe du cristal que dans les directions perpendiculaires à cet axe). — J. Villey.

Dépolarisation de la lumière par les liquides tenant en suspension des particules cristallines. — Procopiu [*C. R.*, **173** (1921), 409]. — En dehors de tout champ électrique ou magnétique (qui produisent la biréfringence visée ci-dessus par orientation systématique des cristallicules) la seule présence des cristallicules biréfringents orientés dans tous les sens produit une dépolarisation partielle : La mesure de cette dépolarisation (méthode du biréfringent de Cornu) peut être utilisée pour étudier la formation des précipités cristallins ; elle permet, par exemple, de déceler 5 milligrammes de CO^3Ca par litre. — J. Villey.

Sur l'activité optique naturelle des cristaux. — Born (M.) [*Zeits. f. Phys.*, **8** (1922), 390-417]. — M. Born a développé depuis quelques années la théorie dynamique des cristaux sans autre hypothèse que l'existence de forces centrales entre atomes ou molécules formant les nœuds du réseau cristallin. Dans son livre « la Dynamique des réseaux cristallins », il a montré qu'on pouvait ainsi retrouver par voie déductive toute l'optique cristalline et, en particulier, prévoir la double réfraction. Pour l'activité optique, il n'en avait montré l'existence que dans le cas de rayons se propageant suivant l'un des axes. Il reprend dans le présent mémoire la question dans toute sa généralité : il retrouve les expressions connues de l'activité optique et montre comment la loi de dispersion de l'activité peut s'exprimer en 1re et 2e approximation par les lois empiriques de Biot et de Boltzmann. Certains cristaux actifs tel que le chlorate de sodium sont cubiques et

(¹) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), **1** (1921).

isotropes au point de vue optique et perdent leur activité en solution ; dans ce cas, l'activité ne peut dépendre que de la structure même du réseau et la théorie de Born devrait permettre le calcul explicite du pouvoir rotatoire.

L. de Broglie.

Une nouvelle propriété optique des cristaux biaxes. — **Raman (C.-V.) et Tamma (V.-S.)** [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 510-513]. — Ce travail décrit un nouvel effet optique observé avec une lame cristalline biaxe : quoique limitée par des faces planes et parallèles, elle se montre capable de former, pour une orientation convenable, une image réelle et droite d'une source de lumière telle qu'un filament incandescent.

On suggère une explication théorique du phénomène : le point singulier de la surface d'onde de Fresnel est un lieu d'intensité maxima, et, du fait que la surface d'onde à l'émergence conserve son caractère général, on obtient une concentration continue de lumière, le long d'une ligne dont chaque point constitue une image optique de la source. — L. Brüninghaus.

Explication de quelques courbes d'interférence des cristaux uniaxes et biaxes au moyen de faisceaux d'elliptiques superposés. — **Le Heux (J.-W.-N.)** [*Proc. Amst.*, 23 (1922), 1223-1225]. — L'auteur montre que les figures d'interférence des cristaux peuvent être obtenues en superposant d'une façon convenable deux familles d'ellipses de Lissajoux. Il a construit des appareils qui permettent de réaliser mécaniquement toutes les figures d'interférence des cristaux inactifs. — Croze.

Démonstration de courbes d'interférences dans des cristaux uniaxes et biaxes par superposition de faisceaux d'ellipses. — **Le Heux (J.-W.-N.)** [*Proc. Amst.*, 24 (1922), 195-197]. – En traçant des faisceaux d'ellipses homofocales, on obtient des images moirées qui reproduisent l'aspect des figures observées au microscope polarisant avec des lames cristallines en lumière convergente. Ces ellipses ont un sens physique ; elles sont les sections des surfaces d'ondes par la face supérieure du cristal. — R. Fortrat.

Explication de quelques courbes d'interférence des cristaux uniaxes et biaxes par superposition de familles d'ellipses. — **Le Heux (J.-W.-N).** [*Proc. Amst.*, 25 (1922), 81-86]. — Dans la théorie de la réfraction dans les cristaux uniaxes et biaxes, on rencontre des hyperboles et des lemniscates. L'auteur a montré qu'on peut construire ces courbes en les considérant comme dues à la superposition de systèmes d'ellipses ; cette superposition produit des « moirés » dans lesquels se dessinent les courbes cherchées. Le mémoire donne le développement des calculs, la méthode de construction et des figures facilitant la compréhension des résultats. — L. de Broglie.

Sur la déformation des anneaux et des croix observés à travers un spath hémitrope. — **Chuckerbutti (B.-N.)** [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 560-567]. — On trouve fréquemment des cristaux dont le caractère mixte est manifeste, c'est-à-dire chez lesquels il y a en réalité plusieurs cristaux du même corps, les parties appartenant à divers cristaux étant réunies de façon définie et régulière. La vraie nature de l'assemblage se trahit souvent par la présence d'angles rentrants formant des brèches (cristaux de diamant), des fers de lance (gypse), des croix (staurolite), etc. ; mais il arrive aussi que deux ou plusieurs cristaux individuels soient

confondus si intimement, que l'apparence qui en résulte, est à première vue celle d'un cristal individuel unique.

On connaît notamment des échantillons assez nombreux de spath d'Islande, qui comportent une série de couches minces constituant en réalité autant de cristaux doubles qui se sont pas interpénétrés intimement. Lord Kelvin a donné une théorie du phénomène, en admettant un renversement périodique de 180° des forces qui orientent les molécules (supposées posséder deux plans de symétrie rectangulaires) au voisinage de la face croissante du cristal ; il a dû laisser dans l'ombre la cause de ces changements de direction, qui n'est pas encore connue.

L'auteur a entrepris ce travail dans le but d'expliquer la forme particulière que prennent les figures obtenues entre nicols croisés, en lumière convergente, dans le cas de deux cristaux séparés par une mince lame de cristal double insérée entre elles. Le système connu d'anneaux circulaires et de pinceaux orthogonaux manifeste alors une distorsion remarquable. La théorie mathématique du phénomène est relativement simple. — L. Brüninghaus.

Contribution à la théorie de la lumière dans les cristaux doués de pouvoir rotatoire. — **Wever** (**Fr.**) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **2** (1921), 201-208]. — W. Voigt a donné [*Gött. Nachr.* (1903), p. 155] une étude systématique et complète des phénomènes de polarisation rotatoire des cristaux de tous systèmes; certaines de ses formules sont en opposition avec les relations trouvées par Drude dans une étude moins complète où le pouvoir rotatoire n'était caractérisé que par un paramètre.

L'auteur a repris les expériences de Voigt sur le quartz, en se servant d'un compensateur à pénombre de Brace [*Phys. Rev.*, (1904), 70 ; **19**, 218] pour analyser les vibrations elliptiques. Les résultats sont en faveur de la théorie de Voigt. D'autres expériences sur l'acide tartrique et le saccharose (monocliniques) ne sont pas concluantes. Mémoire très abrégé, à peine compréhensible. — F. Wolfers.

Photographie des figures d'interférences des cristaux en lumière convergente. — **Sève** (**P.**) [*Journ. de Phys.*, **1** (1920), 161-177].

Sur le transport de matière dans les cristaux et les cristallites. — **Hevesy** (**G. von**) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 80-83]. — La comparaison de la conductibilité électrique d'un cristal et de celle d'un assemblage irrégulier de cristaux montre que les cristaux conduisent l'électricité beaucoup moins bien que les cristallites. On a pris des cristaux d'azotate de soude et de spath d'Islande, les cristallites correspondants étant de l'azotate de soude solidifié après fusion et du marbre. On en conclut qu'un mélange de cristaux est plus favorable qu'un cristal unique au transport de matière. — R. Fortrat.

Relation entre les conductibilités électrique et calorifique dans des cristaux doués de conductibilité électrolytique. — **Hevesy** (**G. von**) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 84-88]. — Dans de tels cristaux, les deux conductibilités varient toujours en sens inverse l'une de l'autre, aussi bien la grandeur absolue que le coefficient thermique. Tout ce qui accroît l'une diminue l'autre. La conductibilité électrique est favorisée par les dérangements de l'édifice réticulaire, tandis qu'au contraire les ondes élastiques qui transportent l'énergie calorifique (Debye) se propagent d'autant mieux que le cristal est plus régulier. — R. Fortrat.

Piézoélectricité du sel de Seignette. — **Kilburn Scott** (**E.**) [*Trans. Faraday Soc.*, **17** (1922), 748-753]. — On sait que J. et P. Curie, dans leurs recherches classiques sur la piézo-électricité, ont obtenu le maximum d'effet avec des cristaux

de sel de Seignette (tartrate double de K et de Na). M. Nicolson a repris cette étude au laboratoire de la Cie Américaine des télégraphes et téléphones : certains cristaux préparés par lui ont manifesté un très grand pouvoir piézo-électrique, le potentiel développé atteignant 500 volts. Il a pu produire ainsi des courants alternatifs mesurables et des sons susceptibles d'être perçus à plusieurs centaines de mètres. Le cristal est obtenu par ensemencement de la solution saturée dans un thermostat à température décroissante, lavé à l'alcool et séché à l'étuve. Après un refroidissement de quelques heures, les cristaux peuvent atteindre un poids de plusieurs centaines de grammes. L'effet maximum est obtenu par application d'un couple de torsion dirigé suivant l'axe principal et réciproquement. Pour réaliser ces conditions M. Nicolson entoure le cristal d'un diaphragme en papier fort, fixé à 2 plateaux en aluminium maintenus par des ressorts et décalés d'un certain angle. En chantant près du diaphragme on peut obtenir un courant de 20 micro-ampères. En se servant d'amplificateurs à lampes, on transmet très bien la parole et la musique, sur une longue ligne, sans autre transmetteur et récepteur, que deux cristaux piezoélectriques. Un cristal associé à un phonographe permet d'alimenter un grand nombre de récepteurs téléphoniques. (Un cristal unique a suffi pour 200 récepteurs de 12000 ohms). Après quelques mois de service, les cristaux se fixent dans un état d'activité très stable et qui paraît permanent. — R. de Mallemann.

Quelques propriétés optiques et électriques du sel Rochelle. — Valasek (J.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 529-530]. — Les trois indices principaux du sel Rochelle ont été mesurés par l'auteur pour plusieurs longueurs d'onde de la région visible, et pour des températures comprises entre — 70° C et + 40° C. Leur variation avec la température était à peu près linéaire dans cet intervalle, bien que les constantes diélectrique et piezoélectrique éprouvent toutes les deux un accroissement de plusieurs centaines pour cent dans l'intervalle compris entre — 25° et — 15° C, et une diminution correspondante entre + 20° et + 30° C. Il faut en conclure que les doublets dont résultent les fortes actions diélectrique et piézoélectrique du sel Rochelle ont une fréquence naturelle basse, située bien au-dessous de celle du proche infrarouge.

Pour décider si le grand coefficient de température des indices de réfraction était, comme d'ordinaire, dû à un changement de densité, on a mesuré les coefficients de dilatation dans les trois directions principales par la méthode de Fizeau. En appliquant la formule de Lorenz-Lorentz

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 - \dfrac{\alpha - 1}{\alpha}} = \alpha C \rho,$$

la vue précédente s'est trouvée confirmée, mais les valeurs que l'on devait attribuer à α pour convenir aux observations étaient beaucoup plus petites que la valeur de $\frac{1}{3}$ correspondant à une distribution uniforme des charges. Ces valeurs différaient pour les trois indices, mais étaient toujours comprises entre zéro et un dixième. En général, une petite valeur de α signifie que la force agissant sur les charges qui font un effet appréciable sur la dispersion est presque égale au vecteur électrique de l'onde incidente, et que par conséquent une formule du type de celle de Sellmeier doit représenter la dispersion.

Des observations préliminaires indiquent l'existence d'un effet pyroélectrique *réel* dans le sel Rochelle. Au-dessous de 0° C, la polarisation naturelle du cristal

augmente sous l'action de la chaleur, et donne lieu à l'apparition d'une charge sur les faces d'une lame taillée normalement à l'axe *a*. Au-dessus de 0°, il se produit une variation opposée de charge Comme les dilatations sont uniformément croissantes, tandis que la charge pyroélectrique change de signe, on voit ici l'existence d'un effet pyroélectrique réel, qui est pourtant mis en doute par Voigt, à la suite d'observation faites sur d'autres cristaux. — L. Brüninghaus.

Activité piézoélectrique du sel Rochelle sous diverses conditions. — Valasek (J.). [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 478-491]. — Les propriétés électriques du cristal de sel Rochelle sont analogues aux propriétés magnétiques du fer, le déplacement diélectrique D et la polarisation P variant avec le champ électrique E de la même manière générale que B et I varient en fonction de H pour le fer ; ces grandeurs manifestent en particulier une *hystérésis électrique*, dont la grandeur correspond à une polarisation permanente P_0, égale à environ 30 u. e. s. c. g. s. *La constante diélectrique* $\left(K = \frac{dD}{dE}\right)$ était mesurée de — 70° à 30° C et trouvée étonnamment grande, passant d'environ 50 à — 70°C, à un maximum d'environ 1000 près de 0°C. Le module *d'activité piézoélectrique pour des forces tangentielles* (δ) varie avec la température, de — 70° à 40°C, d'une manière similaire, passant de moins de de 10^{-6} à — 70°C, jusqu'à un maximun d'environ 10^{-4} à 0°C. Le rapport $\frac{\delta}{K}$ variait avec la substance des électrodes, étant plus grand pour des électrodes en feuille d'étain que pour des électrodes en mercure. La différence peut être due à l'alcool employé pour fixer les électrodes d'étain.

δ varie avec l'humidité, de façon que l'on peut expliquer par la diminution de la constante diélectrique des couches superficielles lors de la dessiccation.

Le changement de polarisation produit par la pression tel que le manifeste la grandeur de l'hystérésis s'accorde avec la valeur trouvée directement en observant l'effet piézoélectrique, comme le veut la théorie de lord Kelvin. De même, les effets de fatigue de δ produits par l'application de champs temporaires sont explicables par une fatigue de la polarisation.

La conductibilité électrique au-dessous de 45°C est inférieure à 5.10^{-9} mhos : cm³, mais de 43° à 57°C elle s'accroît rapidement jusqu'à la valeur 5.10^{-4}.

Quelques-unes des propriétés optiques du sel Rochelle peuvent être au moins approximativement calculées à partir des propriétés électriques résultant de ces expériences. C'est ce qui arrive en particulier pour la période propre de la molécule cristalline et son pouvoir rotatoire spécifique vis-à-vis de la lumière du sodium, en supposant un seul électron mobile dans cette molécule. — L. Brüninghaus.

Piézoélectricité musculaire ? — Russell (E.-W.) [*Nat.*, **108** (1921), 275]. — Possibilité d'explication des décharges électriques produites par les torpilles : une contraction des organes générateurs d'électricité donnerait lieu à un effet de piézoélectricité, comme certains cristaux comprimés ou dilatés. — L. Brüninghaus.

L'effet de la structure cristalline sur la sensibilité photoélectrique. — Coblentz (W.-W.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 532]. — Le sulfure d'argent Ag^2S se présente, comme minéral, sous deux formes cristallines : l'*argentite*, qui est isométrique, et l'*acanthite*, qui est orthorhombique. Ces deux minéraux sont l'un et l'autre photoélectriques et constituent donc la matière d'une étude intéressante sur l'effet de la structure cristalline sur les propriétés photoélectriques.

A 20°C, l'argentite réagit légèrement pour les radiations de longueurs d'onde comprises entre 0,6 μ et 1,1 μ, suivies par un maximum d'action à $\lambda = 1,35$ μ. A basse température, ce maximum se déplace vers les courtes longueurs d'ondes. A toutes les températures, la résistance diminue sous l'action des radiations.

Avec l'acanthite, il paraît exister superposés deux effets inverses. A 20°C, la réaction photoélectrique est forte pour les radiations comprises entre 0,6 μ et 1,1 μ; il y a un maximum à 1,4 μ. Il se déplace vers 1,2 μ à basse température.

L. Brüninghaus.

Suite de l'étude des cristaux de sélénium avec le cristelliptomètre. — **Weld** (L.-D.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 414]. — On observe l'existence très probable de la dispersion anormale du sélénium, qui suggère l'existence d'une bande d'absorption au voisinage de la longueur d'onde 0,6 μ. — L. Brüninghaus.

Coloration et luminescence par les rayons de Becquerel. — **Meyer** (St.) **et Przibram** (K.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **100** (1922), 334-336). — Rappel des résultats actuellement connus concernant la nature des particules colorantes, la décoloration par chauffage ou éclairage, la thermoluminescence des sels irradiés. Quelques observations nouvelles sur des verres, le quartz, le saphir, etc., sont communiquées.

E. Darmois.

Sur la production de tensions continues dans les cristaux de blende irradiés. — **Zahn** (H.) [*Zeits. f. Phys.*, **8** (1922), 382-389]. — Les expériences de Gudden et Pohl sur la conductibilité photoélectrique des cristaux ont prouvé qu'il fallait distinguer un courant photoélectrique proprement dit et un courant secondaire de nature électrolytique. L'auteur a étudié des cristaux de blende zincique soumis à des champs alternatifs et irradiés dans la direction des lignes de force. Il a constaté l'apparition entre les extrémités du cristal d'une tension continue proportionnelle au champ appliqué et à l'intensité de la lumière incidente et en raison inverse de la fréquence. La longueur d'onde influe sur le phénomène d'une manière qui n'est pas élucidée. Pour chaque fréquence, il y a une certaine différence de potentiel minima et, inversement, pour chaque tension il y a un seuil de fréquence. Si la tension appliquée est continue, l'effet est plus grand si l'électrode irradiée est la négative. — L. de Broglie.

Dix ans d'analyse des cristaux par les rayons X. — **Tutton** (A.-E.-H.) [*Nat.*, **110** (1922), 47-48]. — Intéressant article retraçant l'histoire de l'analyse des cristaux depuis la célèbre découverte de Laue. — L. Brüninghaus.

Etude des cristaux avec l'aide des rayons X. — **Bain** (E.-C.) [*Chem. and Metallurg. Eng.*, **25** (1921), 657-664]. — L'auteur décrit un certain nombre d'appareils pour l'analyse atomique des métaux et des poudres cristallines et donne quelques renseignements sur leur construction, leur mode d'emploi et l'interprétation des résultats; il discute ensuite la méthode. La source de rayons X utilisée par l'auteur est le tube de Coolidge alimenté à l'aide d'un transformateur à haute tension; l'auteur en fait la description rapide; le seul facteur limitant la production est l'échauffement du tube, car l'appareil ne convertit en rayons X que 0,2 pour 100 de l'énergie qui lui est fournie; la tension utilisée par l'auteur est d'environ 32 000 volts avec un débit de 5 milliampères. L'article comprend aussi une description succincte de l'appareil destiné aux observations, lequel est muni d'un

filtre à rayons constitué par une plaque de zirconium de 0,35 mm d'épaisseur dont la fluorescence est excité par l'onde de 0,0690 Å; des photographies montrent l'ensemble de l'appareil et des spectres relevés. Après cette description, l'auteur aborde l'étude des rayons diffractés et l'action de ces rayons dans divers systèmes de distribution atomique et étudie la réfraction des rayons dans ces divers systèmes. A l'appui de ces théories, l'auteur discute les résultats d'observations et les spectrogrammes obtenus par l'analyse de l'argent métallique, du chlorure d'argent, du nickel, de l'aluminium, du silicium et de leurs eutectiques ainsi que de la fonte de fer, du fer alpha et du fer gamma. — E. B.

La structure cristalline des corps déterminée par l'analyse à l'aide des rayons X. — [*Electr. Rev.*, **90** (1922), 909-910]. — Les professeurs W.-H. Bragg et W.-L. Bragg ont employé une méthode qui leur a permis de construire les modèles des cristaux; la position des atomes est connue avec une grande précision, l'échelle des modèles ainsi exécutés est d'environ 10^8 à 1. Lorsque le corps peut être obtenu sous forme de poudre cristalline, on fait traverser cette poudre par un faisceau de rayons X et les raies spectrales ainsi obtenues permettent de déterminer les caractéristiques du corps. Pour pouvoir facilement faire la photographie des spectres ainsi formés, le Laboratoire de Physique de l'Université de Londres a établi un appareil spécial utilisant un tube à rayons X alimenté sous 30 000 v, l'intensité pouvant varier de 2 à 10 milliampères; l'article contient une description et une vue en coupe de ce tube. A l'aide de cet appareil, le Dr A. Westgen a montré la structure cristalline de l'acier et du fer; il a pu étudier ces métaux aux hautes températures, 1 100 et 1 425°C. L'article donne quelques détails sur cette étude. — E. B.

Détermination de la structure des cristaux. — **Wyckoff (R.-W.-G.)** [*Ann. Rep. Smithson. Inst.*, (1920), 199-222]. — Mémoire reproduit du *Journ. Franklin Institute*, février 1922. — Ed. Salles.

Recherches cristallines avec des rayons Röntgen et un simple tube Röntgen. — **Gerlach (W.)** [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 557-559]. — L'auteur a reconnu que les sels Mg O, Ca O, Sr O et Ba O avaient une structure cristallographique identique à celle du sel gemme; il a déterminé la longueur du cube élémentaire. Conformément aux résultats antérieurs de Debye les nœuds du réseau cristallin de l'oxyde de magnésium sont occupés par les ions Mg^{++} et O^{--}. L'auteur a aussi mesuré les constantes cristallines du spath-fluor (5,452 Å) et du silicium (5,40 Å.).

Le mémoire contient ensuite quelques remarques sur les résultats obtenus avec des poudres cristallines et se termine par la description d'un nouveau modèle de tube. — L. de Broglie.

Remarque sur le mémoire de Gerlach « Recherches roentgenographiques sur les réseaux cristallins ». — **Kirchner (F.)** [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 114]. — Dans son mémoire Gerlach indique que les longueurs d'onde des raies du doublet $K\alpha$ du Cu diffèrent de 0, 134 pour 100. Kirchner remarque qu'un facteur 2 a été oublié: les mesures de Gerlach donnent en réalité un écart de 0,27 pour 100, en bon accord avec les mesures de précision de Siegbahn, qui donnent 0,246 pour 100. — G. Bruhat.

Le doublet Kα. Détermination nouvelle de la constante du réseau de quelques cristaux. — Gerlach (W.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 114-120]. — Les spectrogrammes sont obtenus par réflexion sur un bâtonnet de poudre cristalline à grains assez gros ; les rayons employés sont les radiations Kα du Cu ou du Ni. Chaque expérience fournit 7 à 14 nombres correspondant aux différents plans de réflexion ; les valeurs de la constante du réseau déduites de ces différents angles sont en général concordantes à 3 ou 4 pour 1 000 près, et les valeurs de l'écart Δ λ du doublet à 4 ou 5 pour 100 près. Voici un tableau des principaux résultats, calculés en prenant comme point de départ les longueurs d'onde données par Siegbahn :

CRISTAUX	CONSTANTE a DU RÉSEAU — MESURES FAITES AVEC LA RAIE $K\alpha$		$\frac{\Delta\lambda}{2\lambda}.10^3$		VALEUR DE a DÉDUITES DE LA DENSITÉ
	du Cu	du Ni	Cu	Ni	
Si graphitique.........	5,439 Å	5,410 Å	$1,27_2$	1,125	
Si cristallisé..........	5,417		$1,24_9$		
Ca F²................	5,455	5.478	$1,24_6$	1,152	5,452 Å
Blende................	5,390		$1,22_2$	·	5,397
Cuivre.............. ..	$3,63_4$		$1,25_3$		3,614

Valeur moyenne de Δλ...... Cu $3,84_2$ Ni $3,7_2$ 10^{-11} cm
Valeur déduite de la formule de Sommerfeld........... 3,720 3,659

L'auteur confirme, d'après les intensités relatives données par les différents plans de réflexion, les modèles de Bragg pour la fluorine et la blende.

G. Bruhat.

Mesure de précision des cristaux. — Davey (W.-P.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 538]. — En enregistrant simultanément la figure de diffraction des rayons X par le chlorure de sodium sur une moitié d'une plaque, et la figure donnée par un autre cristal sur l'autre moitié, il est possible de déterminer les dimensions de la maille du réseau du second cristal en fonction de celles supposées connues de la maille du cristal de chlorure de sodium. Par cette méthode, on a pu montrer que l'arête de la maille cubique du bromure de caesium est égale à 4,287 Å, que celle de la maille cubique de l'iodure de rubidium est égale à 3,654 Å.

L. Brüninghaus.

Sur la réflexion des rayons X par les cristaux. — Darbord (R.) [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 218-220].

Sur le degré d'exactitude de la loi de Bragg pour les rayons X. — Siegbahn (M.) [*C. R.*, 174 (1922), 745]. — La relation déduite par Bragg de la théorie simple de la réflexion des rayons X par les cristaux n'est pas suffisante pour des mesures très exactes ; elle ne donne pas la même valeur pour la longueur d'onde

calculée d'après des réflexions d'ordre différent. MM. Stenström et Hjalmar ont constaté l'inexactitude de cette relation pour les cristaux de gypse et de sucre. Dans une note antérieure [*C. R.*, **173** (1921), 1350], l'auteur a indiqué l'inexactitude de la relation de Bragg pour la calcite. L'écart constaté n'est pas dû à la complexité de la raie spectrale utilisée, comme le suppose M. Dauvillier [*C. R.*, **174** (1922), 443]. — A. Blanc.

La réflexion des rayons X par les cristaux. — **Wilson (H.-A.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 396-401]. — Le principal but de ce travail est de présenter sous une forme plus simple qu'il n'a été fait jusqu'à présent la théorie de la réflexion de rayons X monochromatiques, venant d'une source ponctuelle, par un cristal parfait. L'auteur établit d'abord l'expression de l'énergie totale réfléchie. Il montre que les rayons réfléchis sont parallèles dans le plan d'incidence, mais qu'ils divergent suivant des plans perpendiculaires à ce plan. En faisant l'hypothèse simplificatrice que chaque rayon n'est réfléchi qu'une seule fois par un plan d'atomes, autrement dit qu'il n'y a pas de réflexions multiples, et que l'absorption du cristal est négligeable, il calcule l'intensité en un point quelconque du faisceau réfléchi. Il montre que l'on doit s'attendre à l'existence de franges d'interférence, dont les distances mutuelles peuvent être dans les circonstances ordinaires de l'ordre de 4.10^{-4} cm. L'erreur due aux simplifications mentionnées ci-dessus peut être corrigée en multipliant le résultat du calcul par un facteur exponentiel convenable. — L. Brüninghaus.

XII. — REVUE DES LIVRES

Cours d'astronomie. — **Andoyer (H.)** [1 vol., 26 cm × 17 cm, 455 p., J. Hermann, Paris, 1923, 35 francs]. — Ce tome I du cours d'astronomie traite de l'astronomie théorique ; c'est la troisième édition, complètement refondue par l'auteur ; elle se décompose en :

Livre I ; théories analytiques.

Livre II ; la terre, coordonnées astronomiques, réduction des observations.

Livre III ; mouvement des corps célestes, déplacement des plans fondamentaux.

Livre IV ; théorie générale des éclipses.

Chapitre complémentaire : détermination d'une orbite keplérienne par trois observations rapprochées.

Note sur le calendrier. — L. Brillouin.

A treatise on the theory of Bessel functions. — **Watson (G.-N.)** [1 vol., 28 cm × 19 cm, 804 p., Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1922, 70 shillings]. — Important traité sur les fonctions de Bessel ; l'auteur développe les applications de la théorie des fonctions des variables complexes, en même temps qu'il groupe les résultats très variés publiés de tous côtés sur les fonctions de Bessel ; les développements en série valables dans les différents cas limites, — des tables détaillées, et un index bibliographique très complet rendent cet ouvrage particulièrement utile. — L. Brillouin.

Idromeccanica Piana. — **Cisotti (U.)** [Première partie, XII + 152 p. ; seconde partie, VIII + 220 p., Libreria Editrice Politecnica, Milano, 1921, 24 et 32 lires]. [*Nat.*, **110** (1922), 244-245]. — L'étude des problèmes dans deux dimensions est d'un grand intérêt dans plusieurs branches des mathématiques appliquées,

et, en particulier, dans la théorie du potentiel, en électricité et en hydrodynamique. Il arrive souvent que, lorsqu'un problème important à trois dimensions ne peut être résolu, le cas correspondant à deux dimensions peut être traité par les méthodes mathématiques modernes, et que cette solution éclaire vivement le problème général. C'est ce qui arrive en particulier en hydrodynamique.

Ce volume est un traité de l'hydrodynamique dans l'espace à deux dimensions. La première partie donne la théorie de la variable complexe et de la représentation conforme, suivie de l'établissement des équations du mouvement d'un fluide dans les deux dimensions. La deuxième partie est relative aux jets liquides, et autres problèmes. La troisième partie, qui paraîtra ultérieurement, s'occupera du mouvement de propagation des ondes. — L. Brüninghaus.

Théorie des nombres. — Kraïtchik (M.) [1 vol., 25 cm × 16 cm, 228 p., Gauthier-Villars, 1922]. — Le présent ouvrage constitue un exposé des éléments proprement dits de la théorie des nombres et, à ce titre, il peut servir d'introduction à cette théorie. Il est dans les intentions de l'auteur de poursuivre dans des volumes ultérieurs l'exposé des développements théoriques qui s'y rattachent, mais, tel qu'il est, ce premier volume, grâce en partie à l'abondance des tables numériques qu'il renferme, rendra déjà de grands services à tous ceux qu'attirent les recherches variées auxquelles les nombres peuvent donner naissance. — L. Brillouin.

La composition de mathématiques dans l'examen d'admission à l'Ecole Polytechnique, de 1901 à 1921. — Michel (F.) et Potron (M.) [1 vol., 25 cm × 16 cm, 452 p., Gauthier-Villars, Paris, 1922]. — Recueil des compositions de mathématiques, et séries de problèmes d'application sur le cours de mathématiques spéciales. — L. Brillouin.

Cours complet de mathématiques spéciales ; tome III, Mécanique. — Haag (J.) [1 vol.. 25 cm × 16 cm, 188 p., Gauthier-Villars, Paris, 1922]. — Exposé des éléments de mécanique rationnelle, qui dépasse peut-être un peu le cadre des mathématiques spéciales ; l'auteur insiste sur les principes fondamentaux, et la définition des systèmes d'axe de référence absolus. De nombreux exemples servent d'applications. — L. Brillouin.

Elementary statics of two and three dimensions. — Barnard (R.-J.-A.) [1 vol., 254 + VII p., Macmillan and C°, London, 1921, 7 sh 6 d.] [*Nat.*, **110** (1922), 243-244]. — Le livre du Prof. Barnard est un excellent manuel qui s'adresse aux étudiants. Les méthodes employées par l'auteur sont classiques et sûres. La démonstration des propriétés vectorielles des couples y est très claire. L'auteur a fait figurer dans cet ouvrage un chapitre sur les vecteurs dans l'espace.

L. Brüninghaus.

Theoretical mechanics : an introductory treatise on the principles of dynamics, with applications and numerous examples. — Love (A.-E.-H.) [3e édit., XV + 310 p., Cambridge University Press, 1921, 30 sh] [*Nat.*, **110** (1922), 244]. — La mécanique théorique du Prof. Love est indispensable aux étudiants qui désirent approfondir les principes de la mécanique : la discussion de ces principes y est lumineuse, et la collection d'exemples qui s'y trouvent rendra de grands services aux élèves et même aux professeurs. — L. Brüninghaus.

Les applications élémentaires des fonctions hyperboliques à la science de l'ingénieur électricien. — Kennelly (A.-E.) [1 vol., 14 cm × 23 cm, 154 p., Gauthier-Villars, Paris, 1922]. — L'auteur présente au public français la teneur

d'une série de conférences qu'il est venu faire en France, l'an dernier, dans diverses Universités ou Ecoles électrotechniques. L'exposé, très simple et clair, est illustré de nombreux exemples tirés de l'électricité industrielle; le nombre des cas où les sinus, cosinus ou tangentes hyperboliques se présentent naturellement est en effet, très grand dans ces problèmes; les différents chapitres traitent des matières suivantes :

Chap. I. Les lignes à courant continu. — Chap. II. Les fonctions hyperboliques réelles. Angles hyperboliques. — Chap. III. Lignes finies à solutions hyperboliques. Chap. IV. Lignes artificielles. — Chap. V. Lignes à un ou plusieurs conducteurs. — Chap. VI. Les quantités complexes algébriques et géométriques. — Chap. VII. Applications des nombres complexes au circuit alternatif. La loi d'Ohm généralisée. — Chap. VIII. Des angles complexes et de leurs fonctions trigonométriques. — Chap. IX. Propriétés fondamentales des lignes à courant alternatif. — Chap. X. Atténuation normale ou exponentielle sur les lignes à courant alternatif. — Chap. XI. Atténuation ordinaire ou hyperbolique sur les lignes à courant alternatif. — Chap. XII. Des lignes d'une longueur d'un quart d'onde. — Chap. XIII. Des lignes chargées régulièrement aux impédances en série. — Chap. XIV. Le régime temporaire des lignes au point de vue des fonctions hyperboliques. — Appendice : Quelques formules trigonométriques comparatives. — Liste des symboles. — L. Brillouin.

Millimètre étalonné par des interférences. — Prytz (K.) [1 broch., 22 cm × 16 cm, 22 p., Lunas Bogtrykkeri, Copenhague, 1922]. — L'auteur s'est proposé de mesurer commodément, en longueurs d'onde, les longueurs de l'ordre du millimètre et, en particulier, de vérifier l'exactitude des graduations d'une règle millimétrée.

A cet effet, il utilise les franges d'un coin d'air produites par un arc à mercure, entre deux glaces planes argentées G_1 G_2, l'une d'une couche épaisse, l'autre d'une couche transparente, et il compte le nombre de franges qui défilent quand on déplace d'une quantité égale à la longueur à mesurer une des glaces par rapport à l'autre fixée au pied de l'appareil (semelle d'une machine à diviser).

La glace mobile portée par un petit chariot, J, léger, monté sur deux glissières, peut se déplacer d'environ 1 mm par la simple action de deux cordons que l'on tire à la main par l'intermédiaire de ressorts à boudin. L'auteur assure que ce procédé simple est bien préférable à tout système de vis, à condition que le chariot porte-glace soit léger et simplement posé sur ses glissières; on peut ainsi le déplacer sans secousse, à une vitesse de 0,2 μ par seconde et placer n'importe quelle frange exactement entre les deux fils du micromètre de la lunette, L, auto-collimatrice d'observation. Un prisme à vision directe, intercalé dans l'oculaire de cette lunette, sépare les quatre groupes de franges correspondant aux quatre radiations lumineuses de l'arc au mercure. Les deux groupes « jaunes » sont presque confondus, et un prisme de Dove permet par sa rotation, d'amener les trois groupes de franges à être l'un au-dessus de l'autre, les franges étant parallèles.

Le chariot qui porte la glace mobile se déplace entre deux butées dont l'une, A_2, est fixée au pied de l'appareil ; l'autre est constituée par une lourde masse, S, posée sur un deuxième chariot, C; celle-ci peut donc être déplacée en même temps que ce chariot sous un microscope, M, monté sur le pied de l'appareil. A partir d'une butée, A_1, fixée également au pied de l'appareil et contre laquelle elle sera ramenée après la mesure de chaque millimètre, la masse ci-dessus, S, sera déplacée sur le même chariot, grâce à la vis P, de longueurs égales successivement aux divers millimètres de la règle, ses déplacements recopiant les divisions de la règle

avec la précision des pointés du miscroscope, soit 0,25 μ. Le chariot portant la glace mobile reproduit à nouveau ces longueurs successives, en se déplaçant entre sa butée fixe et la masse précédente.

Les franges qui défilent pendant ces déplacements sont comptées dans la lunette d'observation en s'aidant des coïncidences « jaunes » qui se présentent 13 fois de suite quand la glace mobile, placée à un peu plus de 1 mm de la glace fixe, s'éloigne de celle-ci d'un autre millimètre. Pour ne pas avoir à compter ces 13 coïncidences, l'auteur remarque qu'au voisinage des deux coïncidences extrêmes, il existe une « constellation », c'est-à-dire une position pour laquelle les trois franges

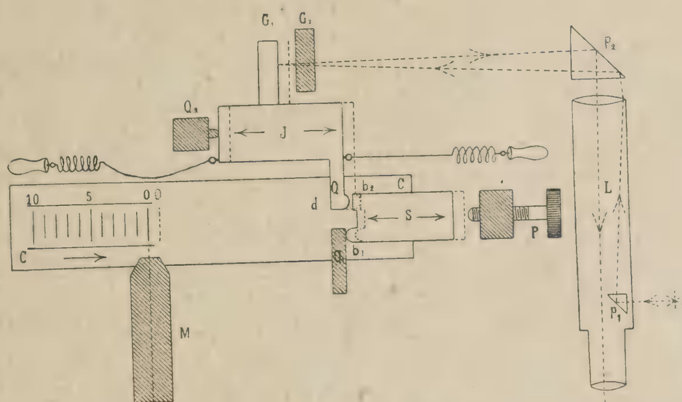


Fig. 3. — Représentation schématique du comparateur interférentiel.

Les parties hachurées de la figure représentent les appareils qui sont invariablement fixés au socle. — Les traits pointillés indiquent la position extrême des appareils correspondants dans le déplacement de 1 mm.

de couleurs différentes sont à peu près sur une même ligne droite, dans le prolongement les unes des autres. L'auteur évalue en nombre de franges vertes le reliquat du déplacement.

L'auteur a surtout appliqué cette méthode à la vérification de règles graduées en millimètres. Pour la vérification de chaque millimètre, la précision est limitée par l'erreur de pointé dans le microscope, qui est estimée à 0,25 μ. La détermination du nombre de longueurs d'onde se faisant avec une précision du vingtième de longueur d'onde. Pour la vérification d'un centimètre, on compte séparément le nombre de franges correspondant à chaque déplacement d'un millimètre, mais en n'amenant la coïncidence exacte du fil du réticule du microscope avec les traits de la règle que pour les traits terminaux du centimètre. Le centimètre peut ainsi être mesuré en 20 ou 25 minutes, donc en un intervalle de temps assez petit pour pouvoir négliger les variations de température. La précision de la mesure se répartit alors à peu près également entre les erreurs sur les pointés extrêmes, et sur la numération, 10 fois répétée, des longueurs d'onde contenues dans chaque millimètre, soit une erreur totale de 0,3 à 0,5 λ. — Mg. J. Rivière.

Cristallography and practical crystal measurement. — Tutton (A.-E.-H.) [*Seconde édition, Vol. 1 :* **Form and structure**, XVII + 746 p. + XIV p. *Vol. 2 :* **Physical and Chemical**, VIII + 700 p. Macmillan and Co, London, 1922, 50 sh. chaque.] [*Nat.*, **110** (1922), 303-305]. — Les onze années qui se sont écoulées depuis la première édition de cet ouvrage ont été marquées par un important retour

à l'étude des cristaux, de la part des chimistes et des physiciens. Au point de vue chimique, ce regain d'intérêt résulte en partie des efforts de Pope et Barlow pour établir une corrélation entre la forme cristalline et la composition chimique, et en partie des lents progrès qu'a fait, parmi les chimistes organiciens, l'idée que la forme cristalline et les propriétés optiques d'une substance constituent le procédé d'identification le plus certain que nous connaissions. Des faits d'ordre physique, plus importants encore et inattendus, ont jeté d'autre part un vif et nouvel éclat sur la science cristallographique, à la suite de la remarquable découverte de Laue et de ses collaborateurs. La conception de la structure cristalline, imposée à titre hypothétique par le besoin de comprendre les propriétés des cristaux, s'est trouvée tout à coup étayée sur une base positive et solide, fournie par l'étude de la diffraction des rayons X. Entre les mains des Bragg et d'autres, cette découverte a conduit à un accroissement considérable de nos connaissances sur la structure cristalline. Il est naturel que ces progrès aient trouvé leur place dans un ouvrage comme celui dont il est question ici, et, en effet, on constate que le Dr Tutton a considéré comme nécessaire de consacrer environ 500 pages aux acquisitions de ces dix dernières années.

Ceci a rendu indispensable la division de l'ouvrage en deux volumes, dont chacun est formé de deux sections, comportant d'importants réarrangements par rapport à ce qu'était la première édition.

La première section est consacrée à la mesure des cristaux, au goniomètre; on donne des renseignements sur la goniométrie à basse température, sur l'emploi des goniomètres à deux et à trois cercles, etc.

La seconde moitié du premier volume s'occupe de la structure cristalline et de l'analyse par les rayons X. Le chapitre sur l'application des rayons X à la détermination de la structure cristalline expose parfaitement les progrès réalisés dans cette direction.

La troisième section étudie principalement l'optique cristalline, et débute par des considérations optiques d'ordre très général, qui embrassent tout l'ensemble des phénomènes à l'ordre du jour.

Les illustrations sont excellentes. Il y a un très grand luxe de descriptions d'appareils et de méthodes de mesure.

La dernière partie du livre commence par une remarquable discussion sur l'isomorphisme, l'isogonisme, le polymorphisme et l'énantiomorphisme. Les chapitres suivants sont consacrés aux propriétés thermiques et élastiques des cristaux et à leurs méthodes de mesure. Enfin, l'ouvrage se termine par l'étude des propriétés électriques et magnétiques des cristaux, et par un bref mais suffisant exposé sur ce qu'on appelle les cristaux liquides.

En somme, ces deux volumes constituent une mine d'informations exactes sur des sujets appartenant à un champ étendu de connaissances.

L. Brüninghaus.

The silver bromide grain of photographic emulsions. — Trivelli (A.-P.-H.) et Sheppard (S.-E.) [1 vol., 22 cm × 14 cm, 144 p., Rochester, Eastman Kodak C° et New-York, D. van Nostrand C°, 1921, 1 dollar 50] (1). — Les laboratoires de recherches Eastman, viennent d'entreprendre, sous la direction de C. E. K. Mees et M. S. Schramm, la publication d'une série de monographies; le premier volume de cette collection est particulièrement consacré à l'étude cristallographique des grains d'haloïdes d'argent dans les émulsions photo-

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*Suppl.*), 1 (1921)

graphiques et à l'étude des conditions influençant la formation de ces cristaux, étude basée sur les données les plus récentes de la chimie physique. L'examen de 122 émulsions sous grossissement de 2 500 diamètres a montré que le bromure d'argent d'une émulsion au gélatinobromure a toujours une structure cristalline dérivée de l'octaèdre régulier, à l'exclusion de tous cristaux cubiques, ces octaèdres pouvant, suivant le nombre des directions prédominantes de développement du cristal, dégénérer en tablettes hexagonales ou triangulaires et en aiguilles ; l'examen en lumière polarisée confirme d'ailleurs que toutes ces formes dérivent bien du système cubique. Ce mode d'examen permet de constater, dans les cristaux de bromo-iodure d'argent d'une émulsion photographique, une double réfraction due à des tensions internes ou externes ; les auteurs ont pu reconnaître l'existence de tensions internes dues au fait que les cristaux considérés sont un mélange de bromure et d'iodure d'argent isomorphes, phénomène déjà signalé par R. Brauns dans le cas des aluns ; mais à ces tensions internes s'ajoutent des tensions externes dues à l'action de la gélatine sur les cristaux pendant le séchage de l'émulsion et à la gélatine existant à l'intérieur des cristaux. L'ouvrage se termine par une bibliographie très complète des travaux antérieurs sur les questions connexes.

G. Hache.

Cours de chimie (métaux et cations). — **Boll (M.) et Allard (G.)** [1 vol. 21 cm × 14 cm, 340 p., Dunod, Paris, 1922, 25 fr.]. — Tous ceux qui ont apprécié le cours de chimie de M. Boll, relatif aux métalloïdes, lui seront reconnaissants de l'avoir complété par une étude des métaux et de leurs composés. On retrouvera dans ce nouveau traité les qualités de netteté et de concision qui font la valeur de l'ancien. Tout en exposant les faits les plus classiques de la chimie des métaux, les auteurs ont tenu à ne négliger ni les théories les plus modernes sur l'affinité ou la constitution des atomes, ni les chapitres si intéressants des terres rares et des complexes métalliques qui ne trouvent, en général, pas place dans les traités élémentaires. Les propriétés physiques des métaux, la métallurgie, les propriétés des solutions sont exposées en détail au début de l'ouvrage, ce qui allège considérablement la description des propriétés individuelles des métaux. Toutes ces particularités donnent au cours de chimie de MM. Boll et Allard une physionomie originale ; il est hors de doute qu'il rendra de grands services tant aux étudiants qu'aux professeurs. — P. Job.

La chimie des complexes inorganiques. — (Adaptation française de l'ouvrage de Robert Schwartz). — **Juliard (A.)** [1 vol., 21 cm × 14 cm, 70 p., Dunod, Paris, 1922, 8 fr.]. — On trouvera dans ce petit livre un exposé clair et sans grande originalité des idées de Werner et de sa systématique relative à la constitution des complexes. — P. Job.

Earth evolution and its facial expression. — **Hobbs (W.-H.)** [1 vol., XVIII + 178 p., New-York : The Macmillan C° ; London : Macmillan and C°, 1922, 15 sh.] [*Nat.*, **110** (1922), 270-272]. — Cet ouvrage est destiné à présenter au lecteur non spécialiste les conclusions de l'auteur relativement à la forme et à la structure de la croûte terrestre. On peut en résumer le contenu comme suit : Le premier chapitre est relatif aux théories de la formation du monde, étudiées en prenant pour base l'hypothèse nébulaire de Laplace. Le second chapitre a pour objet la nature de l'intérieur de la terre ; puis quatre autres chapitres sont consacrés aux problèmes et aux faits se rattachant à la question des laves volcaniques. Le chapitre VII traite des changements de forme par lesquels la terre est passée,

sujet qui est d'ailleurs ultérieurement développé dans les cinq chapitres suivants Le livre est d'une lecture fort intéressante, en dépit d'un vocabulaire géologique quelque peu effrayant. Il contient en quantité des illustrations, cartes, diagrammes, dont l'utilité est évidente dans un tel sujet.

La théorie de l'auteur relative à l'origine des poches de lave fondue est l'une des parties les plus intéressantes de ce volume. Pour l'auteur, il apparaît que la matière fondue relativement superficielle ne peut exister que là où le poids des couches susjacentes cesse d'agir, partiellement ou totalement (car la pression élève, pour la plupart des corps, la température de fusion). Et on suppose que cette condition se trouve satisfaite par le repli des couches susjacentes épaisses de roches sous la forme de dômes ou d'arches, dont il résulte une diminution au moins momentanée de la pression qu'elles exercent au-dessous d'elles. Cette manière de voir, qui est étayée sur un nombre considérable de faits est fort différente de celle qui est admise d'ordinaire et selon laquelle les poches de laves résultent d'intrusion dans les couches terrestres relativement superficielles du liquide existant à une profondeur plus grande. — L. Brüninghaus.

Contributions from the Jefferson physical laboratory, from the Cruft high tension laboratory, and from colleagues and former students, dedicaded to prof. E.-H. Hall. — [1 vol., 25 cm × 19 cm, 355 p., Cambridge, Mass., 1922]. — Réimpression de toute une série de travaux, dont plusieurs fort intéressants, dus à Bridgmann, Campbell, Foster, Chaffee, Clark, Duane, Palmer et Chi-Sun Yeh, Mazumder, Patterson, Hersey, Kemble, Lewis, Lyman, Pierce, Richards, Conant, Romberg, Schaeffer Smith, St. John, Trueblood, Webster.

La plupart de ces travaux ont été analysés en leur temps ; citons les suivants, qui ont pu échapper à notre revue bibliographique.

Un thermostat simple pour l'emploi avec les appareils thermoélectriques cliniques. — Clark (H.) [*Harvard Univ. Press*]. — Description d'un appareil avec croquis explicatifs.

Spectres de rayons X produits dans diverses conditions expérimentales. — Duane (W.) [*Journ. of Radiology*, (Mars 1922)]. — Description de l'analyse du spectre de rayons X au cristal tournant; spectre continu et spectre de raies; plusieurs courbes expérimentales sont reproduites.

Rayons X de courtes longueurs d'onde, et leur mesure. — Duane (W.) [*Am. Journ. of Rœntgenology*, **9** (1922), 167-171]. — Les méthodes spectroscopiques pour les rayons X ; étude de la pénétration des rayons X à travers le cuivre et l'aluminium (courbes).

Constantes physiques et dernières unités rationnelles. — Lewis (G.-N.) [*Harvard Univ. Press.*]. — En posant égales à l'unité les diverses constantes fondamentales qui s'introduisent dans la physique moderne, (k, c, h...) on arrive à un système d'unités et de dimensions d'où tout arbitraire est exclu ; l'auteur n'a pas été jusque-là, et son système garde encore une unité arbitraire, le cm.

La spectroscopie de l'extrême ultraviolet. — Lyman (Th.) [*Science*, **55** (1922), 161-171]. — Conférence devant l'*American Phys. Soc.* à Toronto ; résumé de tous les progrès obtenus depuis la publication du volume de l'auteur sur cette question; les travaux récents de MM. Bloch, Mc Lennan, Millikan, Holweck, etc., sont rapidement passés en revue.

Les taches solaires et l'ionisation. — John (Ch.-E.-St-) [*Harvard Univ. Press*]. — Etude détaillée et comparaison avec la théorie de Megh Nad Saha.

Relation entre le système Petersen de mise à la terre des circuits de transport de force et les effets inductifs sur les circuits de communication voisins. — Trueblood (M.-M.) [*Amer. Tel. and Tel. C°*]. — Problème d'électrotechnique.

La conception actuelle de la structure atomique. — Webster (D.-L.) [*Bull. of the Nat. Research Council*, II, **14** (1921), 335-355]. — Exposé général des idées modernes, d'après Bohr. — L. Brillouin.

Het Natuurkundig Laboratorium der Rijksuniversiteit te Leiden in de Jaren 1904-1922 [1 vol., 27 cm × 17 cm, 458 p., Ed. Ijdo, Leiden, 1922]. — Ce livre, publié par un Comité dont le président est M. Zeeman, présenté par une préface de M. H.-A. Lorentz, est un livre jubilaire offert à M. Kamerlingh Onnes, à l'occasion du 40e anniversaire de sa nomination au professorat. Pour chaque sujet, le Comité a demandé aux savants les plus qualifiés des divers pays d'exposer l'ensemble des recherches poursuivies à Leyde, dans le laboratoire cryogène de M. Onnes, de 1904 à 1922.

On y trouvera, à côté d'une description détaillée du laboratoire de Leyde et de ses ressources, une série d'articles qui constituent des monographies complètes des diverses questions à l'étude desquelles l'emploi des basses températures a permis d'apporter une nouvelle contribution. Leur lecture sera précieuse pour les physiciens qui désirent connaître l'état actuel de ces questions, et nécessaire à ceux qui désirent entreprendre des recherches dans le domaine des basses températures.

Parmi les principaux articles rédigés en français, signalons ceux de M. Mathias sur l'étude de la courbe des densités aux basses températures, de M. P. Weiss sur les recherches magnétiques aux basses températures, de Mme Curie sur la loi fondamentale des transformations des radio-éléments et les constantes radioactives, de M. J. Becquerel sur l'absorption de la lumière et les phénomènes magnétooptiques dans les composés des terres rares aux très basses températures. Parmi les principaux articles rédigés en hollandais, citons ceux de M. C.-A. Crommelin sur l'organisation du laboratoire de Leyde, la mesure des températures et des pressions, la conductibilité électrique des métaux aux très basses températures. — G. Bruhat.

Abstract-bulletin of Nela research laboratory (vol. I, n° 3). **National lamp works of General Electric Company.** — Hyde (E.-P.) [1 vol., 23 cm × 15 cm, 521 p., Gen. El. Co, Cleveland, Ohio, 1922]. — Ce bulletin donne un résumé des travaux effectués dans les laboratoires de la Gen. El. Co.; le laboratoire de science pure est dirigé par M. Nichols (E.-F.), et le laboratoire de science appliquée par M. Luckiesh (M.). Le précédent numéro (n° 2) avait paru en 1917; les travaux résumés dans le vol. 3 ont été effectués depuis cette date, publiés dans diverses revues, et régulièrement annoncées au *Journ. of Frankl. Inst.*

Hyde (E.-P.) s'est occupé de déterminations de température, pour des solides chauffés, tels que les filaments de tungstène, et de la radiation émise par ces filaments [*Ann. der Phys.*, **49** (1916), 144; *Gen. El. Rev.*, **20** (1917), 919].

Worthing (A.-G.) publie différentes notes sur ce même sujet [*Phys. Rev.*, **7** (1916), 497 ; **9** (1917), 226 ; **10** (1917), 377] ; sur la dilatation thermique du tungstène [*Phys. Rev.*, **10** (1917), 638] ; sur la chaleur atomique du tungstène et du charbon à haute température [*Phys. Rev.*, **5** (1915), 340 ; **12** (1918), 199].

Hyde (E.-P.), **Cady** (E.-F.) et **Forsythe** (W.-E.) étudient la couleur des radiations émises par les corps incandescents [*Phys. Rev.*, **10** (1917), 395 ; *Astrophys. Journ.*, 48 (1918), 65].

Shakelford (B.-E.) ; les filaments de tungstène [*Phys. Rev.*, **8** (1916), 470].

Hulburt (E.-D.) ; émission du tungstène dans le violet [*Astrophys. Journ.*, **45** (1917), 159].

Forsythe (W.-E.) ; un pyromètre [*Astrophys. Journ.*, **43** (1916), 295] ; prismes à déviation constante [*Astrophys. Journ.*, **45** (1917), 278].

Hartman (L.-W.) ; visibilité dans le bleu [*Astrophys. Journ.*, **47** (1918), 83].

Troland (L.-T.) ; optique physique et photométrie hétérochrome [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, **11** (1916), 955 ; 962 ; 964 ; *Psych. Rev.*, **25** (1918), 305 ; 359 ; *Journ. Frankl. Inst.*, **181** (1916), 576 ; 853 ; 855 ; **182** (1916), 111 ; 261 ; 529].

Luckiesh (M.) ; vision des couleurs, écrans colorés, et leur effet pour l'ultraviolet [*Journ. Frankl. Inst.*, **183** (1917), 633 ; 771 ; **184** (1917), 73 ; 227 ; **185** (1918), 551 ; 552 ; **186** (1918), 111 ; 526 ; *Amer. Journ. of Psych.*, **29** (1918), 182 ; *Astrophys. Journ.*, **43** (1916), 302 ; *Gen. El. Rev.*, **20** (1917), 671].

Mast. (S.-O.) [*Journ. of exper. Zool.*, **22** (1917), 471].

Johnson (H.-M.) ; optique physiologique [*Psychobiology*, **1** (1918), 459].

Burge (W.-E.) ; les insectes lumineux [*Science*, **46** (1917), 295].

Kunz (J.) ; photométrie photoélectrique [*Astrophys. Journ.*, **45** (1917), 69].

Peczalski (T.) ; effet de l'hydrogène sur la résistivité du carbone [*Phys. Rev.*, **11** (1918), 363].

Cobb (P.-W.) ; expérience d'acoustique [*Science*, **44** (1916), 238].

Hyde (E.-P.) ; l'éclairage du musée de Cleveland [*Trans. Ill. Eng. Soc.*, **11** (1916), 1014].

L'ensemble de ces travaux intéressera vivement tous les physiciens ou ingénieurs qui s'occupent des lampes à incandescence, de l'éclairage et de photométrie.

L. BRILLOUIN.

A dictionary of applied physics. Vol. II, Electricity. — Glazebrook (R.) [1 vol., 23 cm. × 16 cm, 1104 p., Macmillan, London, 1922]. — Nous avons déjà signalé l'apparition du premier tome de cet important dictionnaire. Le second tome se rapporte à l'électricité, et traite toutes les questions, depuis les plus purement scientifiques (ionisation, supraconductibilité, p. ex.) jusqu'aux applications techniques. Les méthodes de mesure font l'objet d'exposés très sérieux. Cet ouvrage se recommande par le choix de ses collaborateurs, et la belle réalisation de son édition. Peut-être regrettera-t-on que certaines indications bibliographiques soient un peu succinctes.

L. BRILLOUIN.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. PARIS. — SOC. G^le D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

VI. — PHYSIQUE CRISTALLINE

Sur le calcul de l'intensité des rayons X diffractés par les cristaux. Rectification. — **Friedel (G.)** [*C. R.*, **172** (1921), 1394]. — Une erreur est à rectifier dans l'application aux radiogrammes de Laue des remarques présentées par l'auteur dans une note antérieure [*C. R.*, **169** (1919), 1147; *Journ. de Phys.*, **1** (1920), 46 D]. L'expression correcte de l'intensité diffractée ne comporte pas un maximum en fonction de θ, qui aurait permis d'évaluer *s* (nombre de périodes du train d'ondes). Par contre, cette intensité varie, en fonction de l'épaisseur E de la lame, proportionnellement à $E^2\,e^{-kEd}$, et présente un maximum pour $E = \frac{2}{kd}$; (k est le coefficient d'absorption massique défini par $i = i_0\,e^{-km}$, m étant la masse aborbante traversée par le rayon d'intensité initiale i_0 et de 1 cm² de section; d est la densité du métal). — J. Villey.

L'intensité de réflexion des rayons X. — **Bragg (W.-L.) et James (R.-W.)** [*Nat.*, **110** (1922), 148]. — Rectification d'une erreur.

L. Brüninghaus.

Effet de la forme et des dimensions de l'échantillon sur l'exactitude de l'analyse des rayons X par la méthode de la poudre cristalline. — **Mc Keehan (L.-W.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 231-242]. — L'analyse des rayons X par la méthode des poudres cristallines, étendue à certains alliages, a montré que des erreurs sont possibles lorsque les dimensions des échantillons employés deviennent appréciables. L'auteur s'est proposé d'élucider ce point. Il montre, à la fois par le calcul et par des expériences, que, lorsqu'on désire une grande exactitude dans l'analyse avec des cristaux très absorbants, une mince plaque est préférable à un cylindre circulaire.

L. Brüninghaus.

La réflexion des rayons X par des cristaux imparfaits. — **Darwin (C.-G.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 800-829]. — Les expériences récentes de Bragg, James et Bosanquet ont donné un regain d'actualité à la théorie de la réflexion des rayons X par les cristaux. M. Darwin, reprenant ses propres calculs antérieurs, en développe un exposé général tenant compte à la fois de l'imperfection du cristal et de l'absorption subie par les rayons à son intérieur. L'étude du cas simple d'un cristal parfait conduit à une formule déjà donnée par Darwin et employée par Bragg, James et Bosanquet dans le travail cité. Un cristal réel étant considéré

comme formé par un conglomérat de petits cristaux parfaits orientés presque de la même façon, on peut, de la formule obtenue, déduire l'intensité de la réflexion du cristal réel si l'on admet l'existence d'une loi de hasard pour les écarts d'orientation.

Un faisceau, qui pénètre dans un cristal sous l'angle de réflexion sélective, s'affaiblit par suite même de cette réflexion. Il en résulte une diminution de l'intensité totale réfléchie par rapport aux formules obtenues. Darwin calcule « l'extinction » ainsi produite pour un petit cristal parfait, puis pour un conglomérat de petits cristaux parfaits ; il montre que Bragg n'a pu éliminer qu'une partie de ces effets d'extinction.

Le mémoire se termine par une comparaison de prévisions théoriques avec les résultats d'ailleurs difficilement utilisables des expériences. La concordance est peu satisfaisante et de nouvelles recherches semblent nécessaires pour éclaircir la question. — L. de Broglie.

Emploi des rayons X dans l'étude des minéraux en poudre. — Aminoff (G.) [*Géol. För. Förh.*, **44** (1922), 197-201]. — Equations déduites de celles de Bragg et relatives à la distance des faces atomiques équivalentes d'un cristal cubique. — P. Job.

L'intensité de la réflexion des rayons X par les cristaux pulvérisés. — Compton (A.-H.) et Freeman (N.-L.) [*Nat.*, **110** (1922), 38]. — Les cristaux imparfaits présentent de grandes difficultés au point de vue de la détermination du coefficient d'extinction des rayons X dans de tels cristaux, et par conséquent du calcul exact de l'intensité du faisceau réfléchi. D'où l'impossibilité de faire dans ce cas une comparaison satisfaisante entre les formules théoriques et les expériences sur l'intensité de réflexion des rayons X. Le remède est d'employer les cristaux pulvérisés, puisque dans ce cas le seul facteur qui intervienne appréciablement au point de vue de l'extinction est l'absorption ordinaire des rayons X dans la poudre qui peut être mesurée directement. Les auteurs ont fait des expériences dans ce sens qui ont pleinement confirmé cette manière de voir. Les expériences ont porté sur la radiation $K\alpha$ du molybdène, qui, après réflexion sur un cristal de sel gemme, tombait sur une plaque de chlorure de sodium pulvérisé. Les rayons du premier ordre réfléchis par les faces [100] des cristaux pulvérisés pénétraient alors dans la chambre d'ionisation, permettant des mesures d'intensité. L'accord entre l'énergie réfléchie observée et calculée au moyen d'une formule analogue à celle de Darwin (corrigée de l'absorption) a été tout à fait satisfaisant. — L. Brüninghaus.

Sur la diffusion des rayons Röntgen par les atomes d'un cristal. — Bragg (W.-L.), James (R.-W.) et Bosanquet (C.-H.) [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1921), 77-84]. — Les auteurs ont étudié récemment la diffusion des rayons X par le sel gemme et donné des courbes reliant l'intensité diffusée à l'angle de diffusion. Glocker dans un article théorique [*Zeits. f. Phys.*, 5 (1921), 389] a cherché à en déduire la disposition des électrons dans l'atome ; mais il s'est servi pour cela des formules de diffusion de Debye et ces formules ne sont valables que pour les corps amorphes. Les auteurs cherchent à améliorer cette étude en tenant compte de l'état cristallin du sel gemme. La conclusion des auteurs est qu'aucune distribution des électrons intraatomiques en « anneaux » ou en « couches sphériques » n'est capable de rendre bien compte des faits. La configuration du système des électrons à chaque instant doit donc être assez complexe, comme des travaux récents (Bohr) portent aussi à le croire. — L. de Broglie.

Les dimensions des atomes dans les cristaux. — **Pease (R.-N.)** [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **44** (1922), 769-774]. — D'après l'auteur, le volume des atomes qui correspondent à un même gaz rare dépend plutôt du nombre d'électrons qui entourent le noyau positif dans le groupement considéré, que de la nature des atomes. L'auteur en déduit les distances interatomiques dans une série de cristaux, et trouve un accord meilleur avec les valeurs expérimentales qu'en partant des rayons atomiques donnés par Bragg. — F. Wolfers.

Les dimensions absolues de certains ions monovalents. — **Davey (W.-P.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 102-103]. — W.-L. Bragg a montré que la différence de taille entre deux ions est approximativement constante, et est indépendante de l'état de combinaison des ions tant que les valences restent inaltérées. Les dimensions des unités cristallines seules ne sont cependant pas suffisantes pour déterminer la taille absolue des ions composants, car il y a toujours moins d'équations que d'inconnues. Bragg a essayé d'employer les dimensions des cristaux des éléments, comme moyen d'éliminer l'une des inconnues, et est parvenu à une série remarquable de nombres qu'il pensait représenter approximativement la taille absolue des ions. En faisant des hypothèses sur la structure de certains autres cristaux, il a pu prédire, d'après leurs densités, quelles devaient être les dimensions de leurs unités cristallines et en déduire la taille des ions dont ils sont formés. Les résultats obtenus paraissaient former un système tout à fait cohérent, mais pourtant ils sont en désaccord avec certains faits d'expérience obtenus, au laboratoire de l'auteur, sur les cristaux eux-mêmes.

Une objection que soulèvent les calculs de Bragg est que les atomes des métaux sont beaucoup plus gros que les ions correspondants, de sorte qu'il n'est pas correct de substituer dans les équations la taille des atomes à celle des ions. Ainsi, le rayon de l'atome de calcium, déduit de la structure cristalline de l'élément, est égal à 3,93 Å, tandis que la distance de centre à centre des ions Ca^{++} dans la chaux CaO n'est que 3,42 Å.

Il a paru, par suite, désirable, de recalculer la taille des ions, en ne se servant que d'hypothèses portant sur les ions, plutôt que sur les atomes. L'hypothèse choisie est que K^+, Rb^+ et Cs^+ ont respectivement même taille que Cl^- Br^- et I^-. Cette hypothèse s'accorde avec les déductions théoriques de Langmuir sur les volumes des ions des éléments ayant des numéros atomiques voisins de ceux des gaz inertes. Au point de vue de la diffraction des rayons X, on peut la justifier comme suit : Puisque le chlorure de potassium fournit la figure de diffraction d'un simple cube d'ions, c'est que les pouvoirs diffractants de K^+ et de Cl^- doivent être approximativement égaux. Comme, en outre, le nombre d'électrons dans les ions est le même, les ions doivent être à peu près de même taille, c'est-à-dire avoir à peu près la même *densité* d'électrons. Si les charges nucléaires avaient été identiques, on pourrait même dire que les deux ions ont exactement la même taille. Cette condition est d'ailleurs plus approchée dans le bromure de rubidium et dans l'iodure de cæsium. Or, les valeurs de Bragg pour K^+ et Cl^- et pour Rb^+ et Br^- diffèrent de presque 100 pour cent. Sa valeur pour Cs^+ est d'environ 70 pour cent plus grande que pour I^-.

A l'exception du chlorure de sodium, qui a été pris comme point de départ pour calculer les longueurs d'onde des rayons X utilisés, l'auteur s'est servi des seules données obtenues à son laboratoire pour faire ses calculs. Les dimensions assignées à différents cristaux diffèrent légèrement de celles publiées par Bragg et ses collaborateurs. Ceci provient de ce que les distances sont toutes calculées à partir de données fournies par les rayons X, au lieu de l'être à partir de mesures

de densité. Ainsi, les résultats sont indépendants d'erreurs portant sur la densité, causées par des impuretés, des inclusions, etc., et forment un tout cohérent. On a trouvé ainsi :

$K^+ = 1{,}56$ Å	$Rb^+ = 1{,}73$ Å	$Cs^+ = 1{,}98$ Å	$Na^+ = 1{,}25$ Å
$Cl^- = 1{,}56$	$Br^- = 1{,}73$	$I^- = 1{,}98$	$F^- = 1{,}13$

On remarquera que F^- devient plus petit que Na^+. Ce fait est difficile à expliquer pour le moment. — L. Brüninghaus.

Rayons X secondaires des cristaux. — **Jauncey (G.-E.-M.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 435-436]. — Il résulte de ce travail que l'intensité des rayons X réfléchis par le cristal étudié constitue moins de la moitié de l'intensité lumineuse X totale provenant du cristal. On observe des rayons à tous les angles allant de 0° à 90° de la normale à la face réfléchissante, la radiation réfléchie régulièrement venant simplement s'ajouter à celle qui est rayonnée dans toutes les directions. Les rayons ainsi émis ne sont pas de même nature que les rayons incidents. Il s'agit vraisemblablement de quelque radiation de fluorescence propre au cristal.

L. Brüninghaus.

La structure cristalline des éléments usuels. — **Hull (A.-W.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 189-216]. — Sous le nom de structure cristalline, l'auteur entend les positions relatives exactes et distances entre les atomes dans les cristaux.

D'après cela, la structure cristalline d'une substance n'est considérée comme connue que si un modèle exact en peut être construit, montrant tous les atomes dans leurs positions. La forme et la grandeur des atomes est en principe laissée de côté, bien que les expériences fournissent parfois quelques renseignements à cet égard.

La détermination est basée sur l'emploi des rayons X, qui permettent de calculer, comme on sait, la distance entre les plans portant les couches successives d'atomes. Si on connaît les distances entre plans de trois directions différentes, les positions des atomes, qui sont aux intersections de ces plans, se trouvent déterminées, dans le cas du moins où il n'y a qu'un atome à chaque nœud, ce qui est fréquent pour les éléments.

Si pourtant il y a aux nœuds plusieurs atomes réunis, l'intensité des images de diffraction pourra renseigner sur le nombre de ces atomes.

Cette analyse est à ses débuts. On n'a encore étudié que 35 éléments, dont 31 seulement sont connus, au sens défini plus haut.

L'auteur donne le principe de trois méthodes employées pour cette analyse : méthode de Laue, la première en date, et d'une interprétation souvent délicate ; méthode du cristal tournant de Bragg ; méthode de la poudre cristalline.

Les trente-cinq éléments étudiés se répartissent entre quatre types de disposition des atomes ; ce sont les types cubique, tétraédrique (type du diamant), hexagonal et rhomboédrique. Le type cubique est le plus commun, et il est à remarquer qu'il correspond à la disposition que prennent naturellement des billes égales, placées dans une boîte rectangulaire, après un nombre suffisant de chocs. Cette disposition de stabilité maxima correspond au nombre maximum de contacts entre chaque bille et ses voisines : chaque bille en touche douze autres.

Il est également digne de remarque que tous les éléments dont les cristaux prennent cette disposition sont des métaux ductiles, relation qui paraît générale.

Quant à la cause de cet arrangement le plus fréquent, elle réside naturellement dans la forme de l'atome, c'est-à-dire dans la disposition des électrons péri-

phériques. On peut admettre une répartition symétrique des électrons extérieurs ; l'ensemble possède à peu près la symétrie d'une sphère.

Le type que l'on rencontre ensuite le plus fréquemment est le type hexagonal. Il correspond aussi à une disposition fréquente de billes égales tassées par chocs dans une boîte rectangulaire.

L'auteur passe ensuite en revue la relation existant entre la disposition des atomes dans le cristal, et la place de l'élément dans la table périodique.

Enfin, on étudie les diamètres des différents atomes, en prenant cette grandeur dans le sens de distance des centres de deux atomes voisins. Il se manifeste pour ces diamètres une remarquable périodicité, en fonction du nombre atomique. — L. Brüninghaus.

La structure cristalline du mercure. — **Mc Keehan (L.-W.) et Cioffi (P.-P.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 444-446]. — Le mercure est maintenu solide par l'air liquide, et la structure cristalline est déterminée aux rayons X par la *méthode de la poudre* due à A.-W. Hull. Les essais préliminaires ont conduit à un réseau rhomboédrique simple, avec rapport axial égal à 1,94. — L. Brüninghaus.

Le mécanisme de la ductilité des cristaux de zinc. — **Polanyi (M.), Mark (H.) et Schmid (E.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **3** (1922), 57-58]. — Les auteurs ont étudié l'allongement de fils de zinc formés d'un seul cristal et ont mis en évidence, par des mesures roentgenographiques et goniométriques, le mécanisme de la déformation du réseau cristallin. — G. Bruhat.

Structure cristalline du germanium. — **Kolkmeijer (N.-H.)** [*Proc. Amst.*, **25** (1922), 125-126]. — La méthode d'analyse cristalline employée fut celle de Debye et Scherrer.

Le germanium réduit en poudre fine était enrobé dans du baume de Canada et renfermé dans un tube de verre soumis au rayonnement d'une anticathode de cuivre. Les figures de diffraction observées s'interprètent bien dans l'hypothèse que le germanium a la structure cristalline du diamant. Un tableau permet la comparaison des prévisions théoriques résultant de cette hypothèse avec les données de l'expérience. — L. de Broglie.

Structure cristalline du titane, du zirconium, du cérium, du thorium et de l'osmium. — **Hull (A.-W.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 88-89]. — Données cristallographiques obtenues par la méthode des rayons X. — G. Déjardin.

Détermination de la structure cristalline du magnésium et du glucinium. — **Meier (M.)** [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **2** (1921), 336-342]. — Emploi de la méthode de Debye et Scherrer, avec la raie $K\alpha$ du cuivre. Les réseaux des deux corps ont une symétrie hexagonale, avec deux atomes dans chaque parallélipipède élémentaire. — F. Wolfers.

L'intervalle du réseau du mica et les intensités des spectres des différents ordres. — **Davis (B.) et Terrill (H.-M.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 539]. — L'intervalle du réseau du mica étudié a été trouvé égal à 9,845 Å par des déterminations dans le premier ordre, et à 9,958 Å en mesurant dans le spectre du septième ordre. Cet accroissement était progressif en passant d'un ordre au suivant jusqu'au septième. Une telle variation de la valeur observée de l'intervalle peut être attribuée à une légère courbure du cristal. Dans ce cas, la direction du

changement progressif dans la valeur de l'intervalle dépend du sens de la courbure.

Les intensités des ordres spectraux ont montré que les spectres impairs étaient plus intenses que ceux d'ordre pair, comme de Broglie l'avait déjà observé.

L. Brüninghaus.

Utilisation possible des diagrammes de diffraction des rayons X pour la détermination complète de la structure du quartz. — Mauguin (C.) [*C. R.*, **173** (1921), 719]. — La définition de la structure du quartz donnée par Bragg n'est pas complète ; on peut chercher des renseignements complémentaires dans l'étude des radiogrammes obtenus par la méthode primitive de Laue (diffraction d'un faisceau étroit de rayons X transmis à travers une lame du cristal). L'auteur a opéré avec une lame perpendiculaire à l'axe ternaire, avec une lame perpendiculaire à un axe binaire et avec des lames parallèles aux faces de la pyramide qui termine les cristaux de quartz. La règle énoncée par G. Friedel, d'après laquelle les cristaux, dans leur action sur les rayons X, se comportent toujours comme s'ils avaient un centre de symétrie, est exactement vérifiée.

A. Blanc.

Réflexion des rayons X par le sel gemme. — Davis (B.) et Stempel (W.-M). [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 504-512]. — Par le moyen du double spectromètre précédemment utilisé pour l'étude de la réflexion sur calcite, on a examiné des échantillons de sel gemme, fendus suivant le plan de clivage (1,0,0). Les courbes obtenues en écartant systématiquement les faces réfléchissantes de la position de parallélisme sont irrégulières, et plus de 100 fois plus larges que les courbes correspondantes obtenues avec la calcite. La proportion de rayons réfléchis par le deuxième cristal, dans l'orientation parallèle des faces, est bien moindre que pour la calcite : 10 pour 100 pour 3° d'angle rasant et 5 pour 100 pour un angle de 7°.

Il résulte de ces expériences que, comparés avec la calcite, les cristaux de sel gemme sont évidemment très imparfaits. La plus grande énergie qui paraît réfléchie par le sel gemme provient de ce que, en raison de sa structure irrégulière, il réfléchit une bande beaucoup plus large de spectre continu de rayons X, que ne le fait la calcite. — L. Brüninghaus.

Structure cristalline des halogénures alcalins-II. — Posnjak (E.) et Wyckoff (R.-W.-G.) [*Journ. Wash. Acad. Sc.*, **12** (1922), 248-251]. — Les auteurs ont déterminé la structure cristalline des fluorures de sodium, lithium, potassium et césium, du chlorure et du bromure de lithium. Elle s'est révélée identique à celle du sel gemme. Les valeurs de la constante réticulaire conduisent à un accord satisfaisant avec la densité. Le fluorure de rubidium paraît avoir une structure plus complexe : son cas demande un nouvel examen. Le mémoire se termine par un tableau général des résultats aujourd'hui acquis sur la structure des halogénures alcalins. — L. de Broglie.

Symétrie cristalline et symétrie atomique du chlorure d'ammonium. — Wyckoff (R.-W.-G.) [*Amer. Journ. of Sc.*, **3** (1922), 177-183]. — L'auteur montre qu'il n'y a pas de structure possible possédant la symétrie imposée par les observations cristallographiques et compatible en même temps avec les propriétés chimiques du chlorure d'ammonium et les données de la spectrographie par rayons X. Il conclut à la nécessité d'études ultérieures sur la symétrie externe de ce cristal. — Mg. J. Rivière.

La structure cristalline du fer et de l'acier. — Westgren (A.) et Lindh (A.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 98 (1921), 181-211]. — Osmond, pour expliquer les propriétés des fers, a imaginé les 3 fers α, β et γ. Les 3 modifications seraient cubiques, à savoir : α, réseau cubique ordinaire ; β, cube centré ; γ, cubes à faces centrées. Les auteurs étudient la structure cristalline du fer par les rayons X et sont en mesure d'affirmer que : 1° l'hypothèse d'Osmond relative au fer γ est exacte ; 2° *les 2 formes α et β coïncident au point de vue cristallographique* et sont conformes à l'hypothèse d'Osmond sur le fer β.

La méthode de recherche est celle de Debye et Scherrer, également employée par Hull. Un fil de fer est éclairé par un faisceau perpendiculaire de rayons X monochromatiques ; on détermine l'intersection des figures d'interférence coniques avec une pellicule cylindrique d'axe parallèle au fil. Des courbes inscrites on déduit la figure du réseau grâce aux formules connues. Le tube à rayons X est en bronze, la cathode d'Al ; l'anticathode de fer émet les deux longueurs d'onde 1,932 Å (forte) et 1,754 Å (faible) ; le tube fonctionne sur 40000 v avec 15 à 20 mA. Le fil étudié peut être porté électriquement jusqu'à 1000° C.

Un fil de *fer doux* (0,15 p. 100 C) donne des figures telles que les valeurs de $\sin^2 \frac{\theta}{2}$ sont proportionnelles à 1, 2, 3, 4, d'où la nature cubique du réseau ; le calcul indique de plus qu'il y a 2 atomes par cube élémentaire et que l'arête de ce cube est 2,83 Å. D'où, pour le fer α, les résultats indiqués ; ils confirment des mesures dues à Hull.

L'étude du *fer* γ est faite sur des aciers à austénite : un acier au Ni (25 p. 100), un acier au Mn (12 p. 100) trempés à 1000° C dans l'eau. Les valeurs de $\sin^2 \frac{\theta}{2}$ sont proportionnelles à 3, 4, 8, 11, 12, d'où le réseau ; l'arête est 3,60 Å ; le calcul approximatif du nombre d'atomes par cube élémentaire donne 4.

Les deux études précédentes sont faites à la température ordinaire. Pour l'étude du fer β, on prend un *fil de fer pur* (99,9 p. 100) qu'on étudie à 800-830° C, puis à 1000° C : On obtient pour le fer β un spectrogramme très net redonnant la valeur 2, 92 Å : à 1000° C, le spectrogramme comprend quelques taches seulement (gros cristaux), qui appartiennent indubitablement au fer γ ; on retrouve la valeur 3,60 Å. D'où la conclusion ci-dessus relative au fer β.

Cette étude sera poursuivie ; on peut déjà annoncer que, dans la martensite, le fer se trouverait sous la modification α, de même dans les aciers rapides.

E. Darmois.

Sur la structure cristalline du fer et de l'acier. II. — Westgren (A.) et Phragmén (G.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 102 (1922), 1-25]. — Dans le mémoire précédent, Westgren et Lindh ont appliqué la méthode de Debye et Scherrer à des fils de fer chauffés à différentes températures. Les diagrammes du fer aux températures élevées étaient peu nets à cause de la grosseur des cristaux. On perfectionne la méthode en faisant tourner le fil. Quelques modifications sont apportées au tube à rayons X, le tube est en acier et porte 5 fenêtres permettant de faire 5 photogrammes à la fois. L'anticathode est toujours en fer. Les photogrammes sont très nets ; certains sont reproduits.

1) Des photogrammes sont pris sur un fil de fer électrolytique à 800°, 1100°, 1425° C et à la température ordinaire. Le fer n'existe que sous 2 formes cristallines différentes : cube centré (fer α, β et δ) et cube à faces centrées (γ). Le cube

élémentaire a comme arête :

α	16° C	800° C	1 425° C
	2,87 Å.	2,90 Å.	2,93 Å
γ	1 100 C	1 425° C	
	3,63 Å	3,68 Å.	

L'augmentation de l'arête est bien de l'ordre auquel il faut s'attendre d'après le coefficient de dilatation.

Les auteurs rappellent à ce propos un diagramme de Weiss et Foëx [*Journ. de Phys.*, **1** (1911), 745] où l'on voit que la susceptibilité magnétique du fer δ fait suite à celle des fers α et β.

2) Le fer des aciers austénitiques est à l'état γ; mais la présence du carbone dissous augmente les dimensions du cube élémentaire.

$\frac{c}{\gamma}$	0,24 p. 100	1 425° C
	3,56 Å	3,68 Å.

La déformation du réseau cristallin ainsi produite est uniforme.

3) La dimension des domaines homogènes de la martensite ne dépasserait pas 20 angströms; la martensite peut donc être considérée comme presque amorphe.

4) La cémentite a été étudiée : *a*) en poudre, par le procédé de Debye et Scherrer; elle donne alors un photogramme compliqué très différent de celui du fer; *b*) sur des cristaux bien formés du mélange isomorphe $(Fe\ Mn)^3$ C, étudiés par la méthode du cristal tournant. Elle appartient au système orthorhombique. Rapport des axes 0,670 : 0,755 : 1.

Dimensions du parallélipipède élémentaire 4,53; 5,11 et 6,77 Å; il contient 4 molécules de Fe^3C. On en tire la densité de la cémentite : 7,62; les valeurs indiquées jusqu'ici par l'expérience sont très divergentes. — E. Darmois.

Etude aux rayons X de la structure cristalline de l'acier. — Westgren (A.) [*Engineering*, **123** (1922), n° 2942]. — Un faisceau de rayon X tombe sur un fil d'acier porté au rouge par un courant alternatif. Sa température est déterminée par un pyromètre optique. Le fil tourne autour de son axe à raison de 3 ou 4 tours par minute. L'auteur applique la méthode de Debye et Scherrer, voici ses conclusions principales.

Entre 800°, 1100°, et 1 425° C le métal a une structure cubique centrée (variétés β et δ), ou une structure cubique à centres sur les faces (variété γ).

Le réseau de fer des aciers est élargi par le carbone dissous.

Les dimensions du réseau de fer α de la martensite sont très réduites. Un acier à 0,8 p. 100 de carbone trempé à 760° C est presque complètement amorphe.

F. Canac.

Etude aux rayons X de la structure cristalline du fer et de l'acier. — H. C. H. C. [*Nat.*, **109** (1922), 817-818]. — Cet article passe en revue les résultats obtenus récemment par Westgren et Phragmen lors de leurs recherches cristallographiques sur le fer et l'acier. Ces auteurs ont étudié le fer à diverses températures, permettant d'obtenir des renseignements en ce qui concerne les structures du fer dans les états α, β, γ et δ. Les variétés α, β et δ ont un réseau cubique à corps centré, tandis que la variété γ présente un réseau cubique à face centrée. Le premier réseau contient un atome à chaque sommet et un au centre du cube, le second

contient un atome à chaque sommet et un au centre de chaque face. En fait, il n'y a donc que deux formes cristallines réellement distinctes. Pour le fer α à la température ordinaire a a été trouvé égal à 2,87 Å.; à 800° C, $a = 2,90$ Å et 2,93 Å à 1425° C. Ceci s'accorde bien avec le coefficient de dilatation du fer α. Le coefficient de dilatation du fer γ correspond également bien aux variations observées de a pour cette variété et dont la valeur passe de 3,63 Å. à 3,68 Å lorsque la température varie de 1100° à 1425° C. On sait, en effet, que le coefficient de dilatation du fer γ est supérieur à celui du fer α.

Un grand intérêt s'attache aux expériences des auteurs sur l'influence du carbone sur le réseau cristallin du fer, qui résulte de l'étude des aciers durs. Ces expériences ont montré que la maille du réseau du fer γ des aciers à austénite est agrandi par la présence de carbone en solution. D'autre part, un acier à 1,98 p. 100 de carbone possède une maille un peu plus grande lorsqu'il est trempé à 1100° C au lieu de l'être à 1000° C. Ainsi, le carbone a une influence sur les dimensions caractéristiques du réseau cristallin. La déformation introduite par le carbone est uniforme.

Dans la martensite, de même, la maille du réseau du fer α est agrandie par les atomes de carbone présents. Un autre résultat important relatif à ce constituant des aciers, est que la martensite doit être considérée réellement comme une solution solide, et non comme un système de deux phases juxtaposées.

Enfin, les auteurs reproduisent des photographies obtenues avec la cémentite Fe^3C; ce carbure appartient au système orthorhombique. Le rapport des axes est 0,670 : 0,755 :1; les dimensions du parallélipipède élémentaire sont 4,53; 5,11 et 6,77 Å. Le groupe de base est formé de quatre molécules de Fe^3C, qui correspondent à une masse spécifique de 7,62 pour la cémentite. — L. Brüninghaus.

Structure cristalline des alliages argent-palladium et argent-or. — **Mc Keehan (L.-W.)** [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 537-538]. — On sait que le palladium s'allie en toutes proportions avec l'argent en formant une série continue de solutions solides, que les cristaux de chacun de ces métaux possèdent des réseaux cubiques, et que l'arête du cube élémentaire est d'environ 4 p. 100 plus petite dans le palladium que dans l'argent. Il est également bien connu que l'or s'allie en toutes proportions avec l'argent, en formant une série continue de solutions solides, que ces métaux cristallisent dans le système cubique, et que l'arête du cube élémentaire de l'or est supérieure de 1 p. 100 seulement à l'arête de l'argent.

Une analyse aux rayons X de deux séries d'alliages, allant de l'argent pur au palladium pur, et de l'argent pur à l'or pur, a montré que l'arête du cube élémentaire décroît progressivement avec l'addition de palladium, mais reste pratiquement invariable par l'addition d'or. — L. Brüninghaus.

Analyse par rayons X de trois séries d'alliages. — **Andrews (M.-R.)** [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 245-254]. — Etude par la méthode Hull de la structure cristalline des alliages Fe Ni, Fe Co et Cu Zn. Le corps à l'état de limaille était noyé dans du collodion ou du vernis du Japon. Les atomes de Fe peuvent se substituer aux atomes de Ni dans le réseau à faces centrées de Ni jusqu'à la proportion de 70 p. 100. De même les atomes de Co peuvent, jusqu'à la proportion de 80 p. 100, se substituer aux atomes des cubes centrés du fer. Au delà de ces proportions, la structure cristalline se modifie. Aucun indice de l'existence de composés définis. Les alliages Cu Zn représentent des phénomènes plus complexes.

L. de Broglie.

Recherches sur la structure des cristaux de lithium et de quelques-uns des composés de ce métal avec des éléments légers. II. Hydrure de lithium. — Bijvoët (J.-M.) et Karssen (A.) [*Proc. Amst.*, 25 (1922), 27-30]. — Les auteurs ont étudié par la méthode de Debye-Scherrer la structure de l'hydrure de lithium en l'irradiant avec les raies K du chrome. La structure est cubique; chaque maille, de côté égal à $a = 4,1$ Å, contient 4 molécules LiH. Les figures de diffraction obtenues s'interprètent bien à l'aide des hypothèses suivantes: la structure cristalline analogue à celle du chlorure de sodium comprend des ions Li positifs et des ions H négatifs, chaque noyau Li ou H étant entouré d'un anneau à 2 électrons dont les rayons seraient respectivement 0,05 Å et 0,06 Å et dont les plans seraient perpendiculaires à deux axes trigonaux non concourants.

L. de Broglie.

Structure cristalline du chloroplatinate d'ammonium. — Wyckoff (R.-W.-G.) et Posnjak (E.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 43 (1921), 2292-2309]. — Le spectre par réflexion des rayons X sur une face importante du cristal donne par comparaison avec la calcite les dimensions du réseau. A partir de ces résultats des données cristallographiques et de la théorie des groupes [Wyckoff, *Amer. Journ. Soc.*, 1 (1921), 127], on peut chercher tous les arrangements possibles des atomes. La considération des spectres X par diffraction permet enfin de choisir parmi ces arrangements, celui qui correspond à la structure réelle. Les auteurs, en supposant que les 4 atomes d'hydrogène de l'ammonium sont identiques, trouvent que $PtCl^6Am^2$ a une structure analogue à celle de la fluorine. L'arête du cube élémentaire contenant 4 molécules a une longueur de 9,84 Å.

P. Job.

Structure cristalline de l'oxyde d'argent. — Wyckoff (R.-W.-G.) [*Amer. Journ. Sc.*, 3 (1922), 184-188]. — Employant la méthode des poudres, l'auteur montre que l'on doit admettre pour l'oxyde d'argent la même structure que pour l'oxyde cuivreux.

L'arête du cube cristallin élémentaire aurait pour longueur 4,76 Å.

Mg. J. Rivière.

La structure cristalline des oxydes alcalino-ferreux. — Gerlach (W.) [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 184-192]. — L'auteur a déterminé la structure cristalline des oxydes de magnésium, calcium, strontium et baryum par la méthode de Debye et Scherrer en opérant des corrections pour éliminer l'effet de la divergence du faisceau et pour ramener les observations au centre de la plaque. Tous ces corps forment des cristaux cubiques à faces centrées du type NaCl. La structure de l'oxyde de glucinium n'a pu être déterminée. Les valeurs trouvées pour le côté des cubes élémentaires sont en accord satisfaisant avec celles qu'on peut calculer en partant de la densité. — L. de Broglie.

La structure atomique du nitrate de strontium cubique. — De Smedt (J.) [*Ann. Scient. Brux.*, 41 (1921-1922), 86-88]. — Ce corps est isomorphe du chlorate et du bromate de sodium mais ne jouit pas, comme ces derniers, du pouvoir rotatoire à l'état solide. Il possède trois axes de symétrie binaires perpendiculaires aux plans 1 0 0 et quatre axes ternaires normaux aux faces 1 1 1.

On est conduit à admettre que dans l'édifice cristallin les atomes de strontium occupent les sommets d'un tétraèdre. Les atomes d'azote sont répartis deux par deux à égale distance de l'atome de strontium sur une droite passant par celui-ci,

parallèle à l'une des diagonales du cube générateur et dont la direction est définie par le système du cristal.

Les atomes d'oxygène sont répartis symétriquement par groupes de trois autour de chaque atome d'azote. Ils sont placés à 120° l'un de l'autre dans un plan passant par cet atome et perpendiculaire à la ligne qui joint les deux atomes d'azote opposés.

Cette hypothèse rend compte du fait que le nitrate de strontium ne jouit pas du pouvoir rotatoire à l'état solide. Elle est vérifiée par l'examen des röntgénogrammes obtenus avec la substance cristallisée. — C.-E. Brazier.

La structure du cyanure de potassium observée aux rayons X. — Cooper (P.-A.) [*Nat.*, **107** (1921), 745-746]. — L'auteur étudie aux rayons X de petits cristaux de cyanure de potassium. La structure de KCN est semblable à celle de KBr, le radical cyanogène remplaçant l'atome de brome. Les spectres obtenus correspondent à ceux donnés par NaCl, où l'unité de structure consiste en un cube avec atomes d'une sorte disposés aux sommets et aux centres des faces et atomes de l'autre sorte placés au milieu des arêtes et au centre du cube. Le radical CN se comporte comme un tout. L'arête du cube unité dans KCN a 6,54 Å de longueur. Le radical CN occupe sur cette arête une longueur égale à 2,39 Å. On sait d'autre part que l'atome de brome possède un diamètre, mesuré par la même méthode, de 2,38 Å.

L. Brüninghaus.

La structure cristalline des cyanures complexes de potassium et de zinc, cadmium ou mercure. — Dickinson (R.-G.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **44** (1922), 774-784]. — Ces corps sont optiquement isotropes. L'étude par rayons X montre qu'ils ont une structure analogue à celle de la magnétite et des spinelles.

F. Wolfers.

Destruction et reformation de la structure cristalline de la gadolinite étudiée aux rayons Röntgen. — Küstner (H.) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 41-43]. — Certains minéraux peuvent paraître optiquement isotropes ou anisotropes suivant le traitement thermique auquel on les soumet, sans que leur forme extérieure, nettement cristalline, ni leur transparence soient modifiées. Le cristal isotrope serait-il un cristallite formé d'un assemblage de cristaux très petits dont l'anisotropie ne pourrait être perceptible qu'à un rayonnement de très faible longueur d'onde (Röntgen) ? L'observation de plusieurs échantillons pulvérisés de gadolinite $[(SiO^5)^2 Y^2B^2Fe]$ aux rayons Röntgen par une variante de la méthode Debye-Scherrer conduit à une réponse négative : l'isotropie à la lumière ordinaire subsiste en regard des rayons Röntgen. — R. Fortrat.

Les structures cristallines de l'aragonite ($CaCO^3$) et des minéraux de la même famille. — Huggins (M.-L.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 354-362]. — L'auteur propose pour l'aragonite une structure en accord avec les faits. Il donne les principes qui, selon lui, déterminent la position des plans de clivage et attribue aux minéraux de la même famille (strontianite, witherite et cérusite) des structures analogues. La disposition des électrons proposée est en accord avec une théorie générale de l'auteur. — L. de Broglie.

La structure cristalline du quartz. — Huggins (H.-L.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 362-368]. — Guidé par une théorie de Lewis, l'auteur propose une structure du quartz rendant compte de sa forme cristalline, de son pouvoir rotatoire, de sa dureté, de son point de fusion élevé, etc.

Chaque atome de silicium est entouré de quatre paires d'électrons servant de liens entre quatre atomes d'oxygène. Chaque atome d'oxygène serait, lui aussi, entouré de quatre paires d'électrons dont deux serviraient de liens avec les atomes de silicium. Le cristal ne pourrait pas être considéré comme formé de molécules SiO^2, mais plutôt comme formant dans son ensemble une seule très grosse molécule.

L. de Broglie.

Structure cristalline de la marcassite (FeS^2); de l'arséniopyrite (FeAsS) et de la loellingite (Fe As^2). — Huggins (M.-L.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 369-372]. — Des structures sont proposées pour la marcassite, l'arséniopyrite et la loellingite en accord avec les idées générales de l'auteur. Les dimensions correspondantes des mailles sont calculées et comparées. — L. de Broglie.

Structure cristalline des pellicules métalliques obtenus par pulvérisation cathodique. — Kahler (H.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 230-231]. — Les pellicules de bismuth, d'argent, d'or, de cobalt et de platine, obtenues par pulvérisation cathodique ont une structure cristalline révélée par l'analyse au moyen des rayons X et identique à celle des échantillons ordinaires. Le cobalt et le sélénium présentent certaines complications dues à l'existence de variétés allotropiques.

G. Déjardin.

Structures cristallines de films métalliques obtenus par évaporation et pulvérisation. — Kahler (H.) [*Phys. Rev*, **18** (1921), 210-217]. — Les films métalliques obtenus par évaporation ou pulvérisation cathodique ont-ils une structure cristalline ou sont-ils amorphes? C'est ce que la méthode d'analyse des poudres inaugurée par Debye et Scherrer permet de savoir. Il semble que les métaux obtenus par condensation soient amorphes, tandis que la pulvérisation cathodique donne des films à structure microcristalline. L'évaporation se ferait atome par atome ; la pulvérisation projetterait des petits cristaux. La première propriété a été vérifiée pour le bismuth, l'argent et le sélénium ; la seconde pour le bismuth, l'argent, l'or, le cobalt et le platine. Le cobalt présente une particularité, il se pulvérise aisément sous forme hexagonale, très difficilement sous forme cubique. La structure du bismuth a été déterminée par cette méthode. Elle est rhomboédrique et le prisme triangulaire élémentaire a un côté de 4,54 Å et une hauteur de 5,91 Å. — L. de Broglie.

Recherches röntgenographiques sur des métaux. — Ettisch (M.), Polanyi (M.) et Weissenberg (K.) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 646]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands (Iéna, 12-24 septembre 1921). Recherches faites avec des fils étirés. Pour les éléments à réseau cubique centré (Wo, Fe, Mo), la section du fil ne contient que les faces du dodécaèdre ; pour les éléments à réseau cubique à face centrée (Cu, Pd, Al), elle ne contient que les faces de l'octaèdre et du cube. — G. Bruhat.

Structure fibreuse des fils métalliques non recuits. — Ettisch (M.), Polanyi (M.) et Weissenberg (K.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **99** (1921), 332-337]. — On étudie la structure de fils métalliques par la méthode de Debye et Scherrer; les fils recuits donnent des figures d'interférence continues (cercles concentriques) ; les fils non recuits des portions seulement des mêmes figures. Le phénomène a été observé pour Wo, Fe, Mo, Cu, Pd, Al, Ag, Zn. Il indique une orientation des cristallites dans le fil écroui, une direction privilégiée du cristal (ou deux) étant parallèle à l'axe du fil. — E. Darmois.

Diagramme de la structure fibreuse par rayons Röntgen. — Polanyi (M.) et Weissenberg (K.) [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 123-130]. — Certains corps présentent une structure que Polanyi a appelée structure fibreuse (faserstructur); ils sont formés de petits cristaux présentant un *certain* degré d'orientation, ayant par exemple un axe parallèle. Les rayons Röntgen en traversant de semblables corps subissent une dispersion et les images obtenues sur les plaques photographiques peuvent se prévoir par des raisonnements analogues à ceux de Laue. Le présent mémoire contient des développements sur la manière de prévoir les images et de construire les diagrammes. — L. de Broglie.

Remarques sur le travail de M. Polanyi « Diagramme de la structure fibreuse par rayons Röntgen ». — Schiebold (E.) [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 180-183]. — Polanyi a montré comment les spectres de Röntgen permettent de reconnaître dans certains corps « une structure fibreuse » consistant dans l'orientation parallèle de certains axes des cristaux élémentaires dont ces corps sont formés.

L'auteur montre que les diagrammes obtenus doivent être identiques à ceux dont la méthode du cristal tournant permet l'obtention. La comparaison des deux méthodes permet d'interpréter les diagrammes de structure fibreuse; la détermination des formes cristallines devient ainsi plus facile que par la méthode de Debye et Scherrer. — L. de Broglie.

Radiométallographie. — Pilon (H.) [*Chim. et Ind.*, 6 (1921), 579-582]. — Après avoir clairement rappelé le principe de l'ampoule Coolidge, l'auteur décrit un appareillage permettant de la faire fonctionner, avec la plus grande commodité et sans aucun danger pour l'opérateur, sur 200 000 volts et plus. Il indique également les précautions à prendre pour éviter, lors de l'impression du cliché photographique, le voile par rayonnement secondaire. Il insiste ensuite, avec exemples typiques à l'appui, sur les avantages de la méthode radiométallographique comme moyen d'investigation interne, surtout pour s'assurer de la parfaite homogénéité d'une pièce métallique. — G. Allard.

Structure cristalline de la périclase. — Schiebold (E.) [*Zeits. f. Krist.* 56 (1920), 430]. — Conformément aux travaux de Hull [Wyckoff, *Chem. Abstr.*, **15** (1921), 1235] MgO a la même structure que NaCl. Mais les mesures d'intensité de différentes raies du spectre de rayons X ne sont pas conformes à l'hypothèse de l'existence d'ions Mg^{++} et O^{--}. — P. Job.

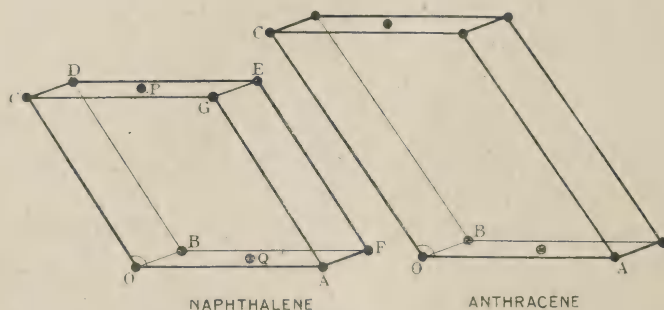
Examen aux rayons X de combinaisons organiques. — Becker (K.) et Jancke (W). [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 99 (1921), 242-266; 267-274]. — I. Les auteurs rappellent les principes de la détermination complète d'un réseau cristallin à l'aide des rayons X, en particulier la méthode de Debye et Scherrer. Une modification de cette méthode s'impose pour les structures compliquées. En comprimant fortement les corps étudiés, on arrive pour certains d'entre eux (indigo, savons, etc.) à orienter les cristaux du centre à la périphérie de la pastille obtenue. Une telle pastille, éclairée par un faisceau monochromatique, donne un spectrogramme très simplifié (points au lieu de courbes). On peut ainsi étudier le réseau de corps à cristaux non mesurables. La méthode est appliquée à un certain nombre de corps organiques. Ex. : indigo, système hexagonal $a = b = 19{,}55$ Å, $c = 11{,}8$ Å. Le volume élémentaire est 3 860 Å³; la relation $V = \frac{n \cdot M}{N \cdot d}$ ($N = 61.10^{22}$) permet de calculer n.

On trouve $n = 12$ pour l'indigo et d'une façon générale $n > 1$ et variable d'un corps à l'autre, souvent fort différent pour 2 isomères.

II. Les acides gras et leurs sels de Li s'orientent énergiquement. La série paire a une symétrie hexagonale avec $n = 72$; la série impaire est tétragonale ($n = 32 - 48$) (exceptions pour les acides formique et acétique). Il est vraisemblable que l'allure alternée de la courbe des points de fusion est précisément en relation avec la structure différente des acides pairs et impairs. — E. Darmois.

La structure des cristaux organiques. — **Bragg** (W.-H.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1921), 33-50]. — La structure des cristaux organiques offre un champ d'études tout trouvé à la méthode d'analyse par les rayons X ; mais ces recherches paraissent présenter des difficultés considérables, en raison de la complexité de la molécule. Or, si l'on considère la chaîne benzénique ou la double chaîne naphtalénique comme formant un tout, de dimensions déterminées, le problème se simplifie considérablement, un naphtol, par exemple, apparaissant alors comme résultant, non plus de l'adjonction d'un O à 18 autres atomes, mais seulement comme le remplacement d'un H par un OH dans un noyau naphtalénique.

Or, les méthodes optiques donnent seulement les angles du cristal élémentaire ; les méthodes par rayons X donnent non seulement les angles, mais encore les longueurs. On peut ainsi calculer les dimensions du cristal élémentaire et on trouve qu'elles sont données par le naphtalène et l'anthracène par la figure ci-dessous (les dimensions sont indiquées en Å.).



Cellules unités du naphtalène et de l'anthracène, dessinées à la même échelle :

	OA = a	OB = b	OC = c
Naphtalène....................	8,34	6,05	8,69
Anthracène....................	8,7	6,1	11,6

	α = BOC	β = CAO	γ = AOB
Naphtalène....................	90°	123°49′	90°
Anthracène....................	90°	124°24′	90°

On voit que si les dimensions a et b sont sensiblement les mêmes, la longueur c est considérablement plus grande pour l'anthracène, et l'allongement du cristal anthracénique paraît dû à son noyau benzénique supplémentaire. On peut aussi calculer que dans les deux cas le cristal élémentaire contient deux molécules chimiques accolées par deux faces.

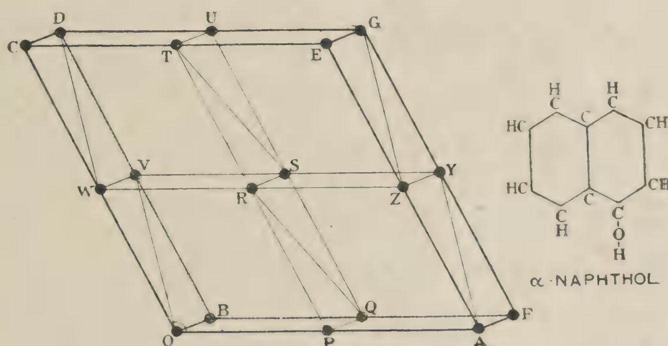
Prenons le cas de l'acénaphtène : la molécule du naphtalène  est

déséquilibrée par l'addition d'un seul côté d'un groupement C^2H^4 ; elle est devenue



or, cristallographiquement, la molécule d'acénaphtène est orthorhombique, d'une symétrie supérieure, par suite, à celle du naphtalène monoclinique. On est conduit à admettre que le cristal d'acénaphtène se compose de quatre molécules qui se sont groupées symétriquement par rapport à un plan. C'est précisément ce que montre l'étude par rayons X.

De même l'étude de l'α-naphtol fait considérer le cristal élémentaire comme comprenant quatre molécules réunies par une arête commune; le β-naphtol, au contraire, ne contiendrait qu'une molécule, quoique des considérations optiques et chimiques (existence de 4 positions β) tendent à faire admettre pour lui une constitution analogue au dérivé α.



L'article, qui fut le discours présidentiel de W. Bragg, se termine par quelques réflexions au sujet des extensions possibles de la théorie précédente : quand les cristaux élémentaires sont constitués par des molécules ayant une tendance à se grouper par certaines faces, ils se développent en lames plutôt qu'en grains; si deux molécules groupent leurs zones d'action, il peut en résulter des mâcles, etc. On peut aussi rapprocher du premier de ces deux points l'extension des acides gras sur l'eau : les groupements oxhydriles s'enracinent en quelque sorte dans ce dernier liquide et toutes les molécules se rangent côte à côte : la couche se répand donc sur l'eau. — A. Foch.

La structure des cristaux organiques. — **Bragg** (W.) [*Nat.*, **110** (1922), 115-118]. — L'auteur montre sur quelques exemples (naphtaline, anthracène) comment on peut, en se servant des principes déjà découverts dans le cas des substances inorganiques et des données de la chimie organique en ce qui concerne la structure théorique des molécules, réussir à prévoir sans trop d'incertitudes la structure des cristaux organiques, par des analyses de ces cristaux aux rayons X. Réciproquement, ces investigations auront pour résultat important de donner une base expérimentale directe aux conceptions d'allure parfois artificielles des chimistes organiciens. — L. Brüninghaus.

Le diagramme fasciculaire en rayons Röntgen. — Weissenberg (K.) et Polanyi (M.) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 44-53]. — On appelle diagramme fasciculaire le diagramme obtenu par diffraction avec un assemblage de fins cristaux dont un axe est orienté dans la direction du faisceau (orientation par compression de lamelles ou orientation magnétique). C'est parce que la cellulose a naturellement cette structure fibreuse qu'on peut déterminer les éléments de son réseau.

On peut remplacer le faisceau de cristaux par un cristal unique tournant autour d'un axe quelconque qui joue le rôle de l'axe du faisceau. Cette méthode présente beaucoup d'avantages : le choix d'un axe de faisceau arbitraire, la possibilité d'opérer avec n'importe quel cristal. On peut alors parler de diagramme de rotation au lieu de diagramme fasciculaire.

Calcul des éléments du réseau cristallin à l'aide du diagramme. Application au cas de l'anhydride phtalique. — R. Fortrat.

Diffraction des rayons Röntgen par les liquides anisotropes. — Hückel (E.) [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 561-563]. — Certains liquides possèdent des propriétés d'anisotropie optique et ont reçu pour cette raison le nom de « cristaux liquides ». Possèdent-ils une structure cristalline, sont-ils formés de cristaux microscopiques, nageant dans du liquide, ou s'agit-il simplement d'une anisotropie moléculaire, sans trace de réseaux cristallins ? La méthode de Debye-Scherrer permet de répondre à cette question. Des expériences sur le paraazoxyanisol, le paraazoxyphénétol, la dianisalazine, le propionate et le benzoate de cholestérine n'ont révélé aucune trace de réseau cristallin. Le nom de « liquides anisotropes » paraît donc mieux choisi pour les désigner que celui de « cristaux liquides ». — L. de Broglie.

Diffraction des rayons Röntgen par les liquides anisotropes. — Hückel (E.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **1** (1921), 175-176]. — L'application de la méthode de Debye-Scherrer relative aux phénomènes de diffraction présentés par les poudres cristallines montre que les cristaux liquides n'ont pas de réseau cristallin, mais seulement une orientation moléculaire.

Cinq substances ont été étudiées dans les états solide, trouble et liquide : le paraazoxyanisol, le paraazoxyphénétol, la dianisalazine, le benzoate et le propionate de cholestérine. Les rayons Röntgen étaient constitués par la radiation caractéristique du cuivre. — R. Fortrat.

Recherches sur la structure moléculaire des cristaux liquides par l'emploi des rayons X et de la lumière infrarouge. — Van der Lingen (J.-St.) [*Journ. Frankl. Inst.*, **192** (1921), 511-514]. — L'auteur a étudié la diffraction d'un pinceau de rayons X à travers un prisme de p. azoxyanisol. Ce corps, placé dans une cuve de mica en forme de coin, pouvait, par échauffement, être amené de l'état solide à l'état pâteux, puis à l'état liquide. L'expérience a prouvé que, dans tous les cas le p. azoxyanisol agit comme s'il possédait un réseau cristallin sans qu'il soit d'ailleurs possible d'en préciser la symétrie.

De nombreux physiciens ont montré que les spectres d'absorption infrarouges sont caractéristiques des radicaux contenus dans la molécule chimique. Quand un corps se liquéfie en donnant un cristal liquide, la constitution varie-t-elle ? Si oui, il doit y avoir variation du spectre d'absorption infrarouge. Opérant sur le p. azoxyanisol et sur l'éther acide p. azoxycinnamique l'auteur n'a rien constaté de semblable. — L. de Broglie.

Röntgenogrammes de cristaux soumis à un effort. — **Joffe** (**A.-F.**) et **Kirpitcheva** (**M.-V.**) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 204-206]. — Des cristaux soumis à un effort gardent souvent après cessation de l'effort une déformation résiduelle. L'analyse, par la méthode de Laue, des cristaux de sel gemme ainsi déformés, montre qu'ils sont formés d'une foule de petits cristaux normaux de sel gemme ayant subi les uns par rapport aux autres un déplacement et une rotation.

Dans un cristal soumis à un effort, les réseaux moléculaires sont au contraire déformés et la méthode de Laue donne la variation des constantes cristallines.

Recherches sur la croissance de cristaux métalliques se formant à partir de leur vapeur. — **Koref** (**F.**) [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 511-517]. — Nature du dépôt de tungstène se formant sur un fil de tungstène unicristallin, par décomposition de vapeurs de chlorure de tungstène par l'hydrogène. — P. Job.

VII. — CHALEUR ET THERMODYNAMIQUE.

Chaleur. — Température.

L'état actuel de la pyrométrie. — **Weiss** (**H.**) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 33-52].

Le thermomètre à gaz à volume constant. — **Keyes** (**F.-G.**) [*Journ. of Math. and Phys.*, **1** (1922), 89-102]. — Il s'agit des corrections à apporter aux lectures des thermomètres à gaz dans les mesures des basses températures. L'auteur attire l'attention sur le fait que l'adsorption par les parois du réservoir peut donner lieu, pour certaines natures de gaz et de parois, à des erreurs importantes; il faut tenir compte de ce phénomène dans l'interprétation des déterminations expérimentales de la grandeur $\left(\frac{\partial (pv)}{\partial p}\right)_T$.

Des déterminations de cette grandeur pour H^2 et N^2 montrent qu'elle est fonction linéaire de l'inverse de la température, donc que p est fonction linéaire de la température dans le thermomètre à volume constant. Pour CO^2 on obtient une légère courbure dans le sens des perturbations apportées par l'adsorption.

Une autre source d'erreur pourrait être l'association des molécules du gaz en molécules plus complexes telles que $[N^2]^2$ aux basses températures, ou la décomposition en atomes N vers les hautes températures. Des déterminations montrent que l'erreur due à ce phénomène n'est pas supérieure au $\frac{1}{10\,000}$ ce qui est la limite de précision des déterminations actuelles.

L'auteur termine en donnant une table des corrections des thermomètres à pression constante pour H^2, He et N^2. — H. Weiss.

Modifications récentes apportées dans la construction des thermomètres à résistance de platine. — **Sligh** (**T.-S.**) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1921), 49-63]. — Après un bref résumé des diverses phases traversées par cette catégorie de thermomètres, l'auteur décrit les récentes modifications apportées dans leur construction. En particulier, les précautions à prendre pour éviter les tensions dans l'enroulement du fil, pour assurer le séchage du thermomètre, et les bons contacts aux connexions.

Un chapitre spécial est consacré à la fabrication des thermomètres spéciaux pour calorimètres. — H. Weiss.

Un nouveau thermomètre différentiel. — Menzies (A.-W.-C.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **43** (1921), 2309-2314]. — Il se compose d'un tube en U à branches inégales, rempli entièrement par un liquide et sa vapeur. Si les deux extrémités du tube sont portées à des températures différentes, les tensions de vapeur y sont différentes, ce qui produit un déplacement des surfaces de séparation liquide vapeur. Une table donne la correspondance entre ces déplacements et les différences de température dans le cas d'un thermomètre à eau. — P. Job.

Application d'un thermomètre différentiel à l'ébullioscopie. — Menzies (A.-W.-C.) et Wright (S.-L.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **43** (1921), 2314-2323]. — L'emploi du thermomètre précédent et du dispositif de Cottrell [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **41** (1919), 721] qui supprime l'obligation de faire plonger le thermomètre dans la solution, permet d'atteindre une précision de 0,5 p. 100.

P. Job.

Intérêt des recherches physiques aux très basses températures. — Crommelin (C.-A.) [*Jahrb. d. Radioakt.*, **19** (1922), 38-70]. — (Conférence à l'Union chimique néerlandaise). Exposé des résultats obtenus dans le domaine des équations d'état, du magnétisme et de la conductibilité électrique. — P. Job.

Le nouveau point fixe sur l'échelle thermométrique. — Bates (F.) et Phelps (F.-P.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 115-116]. — Lorsque l'on chauffe du quartz, une recristallisation apparaît au voisinage de 570° à 575° C. En étudiant la rotation du plan de polarisation de cette substance aux températures élevées, les auteurs ont découvert occasionnellement qu'il se produit très brusquement un accroissement d'énergie interne de la substance à une température déterminée. C'est à ce point qu'une petite lame de quartz de 10 mm de diamètre et 1,5 mm d'épaisseur donnait lieu à un effet sensible pour un thermocouple placé au voisinage immédiat de la lame. Le point critique correspondant à ce phénomène est 573,3° C. L'erreur commise sur cette mesure n'a jamais dépassé 0,2°, même en prenant des échantillons de quartz provenant des différentes parties du monde.

L. Brüninghaus.

Les points de congélation de liquides organiques purs comme repères thermométriques aux températures inférieures à 0°C. — Timmermans (J.), Van der Horst (H.) et Kamerlingh Onnes (H.) [*C. R.*, **174** (1922), 365]. — Neuf températures de fusion de liquides organiques purs ont été déterminées. L'équilibre entre les phases solide et liquide pouvait être maintenu très longtemps à 0,01 degré près; les températures *relatives* étaient données à 0,001 degré près par un thermomètre à résistance de platine, qui était lui-même comparé à un thermomètre à hélium donnant les températures *absolues* à 0,02 degré près. La précision des déterminations dépasse le dixième de degré. — A. Blanc.

Points de congélation de liquides organiques purs comme points de repères thermométriques aux basses températures. — Timmermans (J.), Van der Horst (H.) et Kamerlingh Onnes (H.) [*Comm. Phys. Labor. Leiden*, **157** (1922), 1-12]. — Après avoir décrit le cryostat qui sert aux déterminations, les auteurs donnent quelques critères au moyen desquels on pouvait au cours de l'expérience contrôler la pureté de ses produits.

Après discussion des causes d'erreurs, on propose l'adoption d'une échelle constituée par les points de congélation de 10 corps organiques, stables et faciles

à obtenir purs. Ces points sont connus à 0,1 degré près et déterminés au thermomètre à résistance de platine. Le plus bas est celui de l'isopentane — 159,6° C.

H. Weiss.

Dilatation et compressibilité de l'acide carbonique liquide. — **Jenkin** (**C.-F.**) [*Proc. Roy. Soc.*, **98** (1920), 170-182]. — Travail expérimental. Description de l'appareil, courbes, discussion des résultats. — G. Déjardin.

Sur les dilatations à de hautes températures de quelques matériaux réfractaires. — **Bogitch** (**B.**) [*C. R.*, **173** (1921), 1358]. — Mesures, faites jusqu'à 1600° C, des dilatations linéaires de briques réfractaires. La méthode consiste à comparer la dilatation de l'éprouvette en expérience avec celle d'une tige de silice fondue. — A. Blanc.

Les tensions d'origine thermique dans les enveloppes sphériques chauffées concentriquement. — **Lees** (**C.-H.**) [*Proc. Roy. Soc.*, **100** (1922), 379-394]. — Les fissures qui se produisent dans les matériaux inégalement chauffés doivent être attribuées aux tensions résultant des différences de température. Le calcul de ces tensions (avec représentation graphique) est développé dans le cas d'enveloppes sphériques chauffées d'une manière concentrique. Application aux fours industriels (métallurgie, céramique, verrerie). — G. Déjardin.

Efforts d'origine thermique dans les cylindres pleins et creux chauffés symétriquement. — **Lees** (**C.-H.**) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 411-431]. — Les énormes différences de température existant entre l'intérieur et l'extérieur des carneaux de four ou bien des colonnes supportant des planchers dans un édifice incendié provoquent des efforts qui peuvent être bien supérieurs aux limites de résistance. L'article actuel est une étude mathématique établissant que dans le cas de colonnes ou carneaux circulaires, chauffés symétriquement, on peut, par des constructions graphiques simples, déterminer les efforts en chaque point, quelles que soient la loi de variation de la température suivant le rayon et la loi de dilatation. On se reportera au mémoire pour les détails. — A. Foch.

Chaleurs spécifiques des vapeurs. — **Leduc** (**A.**) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 24-30].

La mesure des chaleurs spécifiques C_v des gaz par la méthode différentielle (première communication). — **Trautz** (**M.**) et **Grosskinsky** (**O.**) [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 462-526]. — Le but est de mesurer C_v aussi directement que possible, tout en évitant les causes d'erreurs de la calorimétrie ordinaire (pertes de chaleur, réduction en eau) qui joueraient ici un rôle trop important. On s'arrange de façon que le gaz lui-même serve de thermomètre et qu'il se fasse à lui-même son enveloppe protectrice.

Deux bouteilles de 27 280 cm³ (bouteille à gaz) et de 35 815 cm³ (bouteille de mesure) sont réunies par un manomètre différentiel. La deuxième peut être remplie partiellement d'huile de vaseline (12 l.) de telle façon que son volume soit variable. Dans chaque bouteille se trouve une résistance de platine de forme appropriée qu'on peut échauffer d'une façon très constante en la faisant traverser par le courant secondaire d'un transformateur sur le primaire duquel on ferme un courant constant. Il se forme autour de la résistance un nuage de gaz chaud qui se détend, la température ne devient uniforme dans la bouteille (avec la pression) qu'au bout de 1 à 3 secondes, après quoi il y a perte de chaleur par les parois des bouteilles.

Si les deux bouteilles contiennent des gaz de capacités calorifiques équivalentes, et qu'on les échauffe au même instant et de la même façon, le manomètre ne dévie à peu près pas ; la petite déviation est due seulement à la différence de la propagation de la température dans les deux gaz.

C_v est mesuré par rapport à l'air. La bouteille de mesure est toujours pleine d'air, l'autre contient alternativement de l'air et du gaz dont on mesure C_v. Dans chaque mesure on fait varier la quantité d'air de la bouteille de mesure en y introduisant un volume connu d'huile.

Les observations permettent de calculer C_v et C_p, puis les mêmes grandeurs pour un gaz très dilué C_{p0} et $C_{v\infty}$, à l'aide des calculs thermodynamiques en choisissant une loi d'état des gaz (formule de D. Berthelot rapportée aux constantes critiques). Les résultats sont (en calories par degré et $p = 1$ atmosphère) :

	C_v	$C_{v\infty}$	C_p	C_{p0}	$\varkappa_0$	$\varkappa$	T
CO^2	6,925	6,899	8,886	8,964	1,2877	1,2942	291°
H^2	4,83	4,83	6,82	6,82	1,412	1,412	294°

La précision atteint 0,0004 pour CO^2, elle est un peu moindre pour H^2.

Il est pittoresque de remarquer que les auteurs, à la suite de M. Lénard, disent weber et webermètre au lieu d'ampère et d'ampèremètre. — R. Fortrat.

Formule simple donnant la chaleur spécifique des solides. — Krase (H.-J.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 44 (1922), 784-787]. — Si θ représente une certaine température caractéristique pour chaque corps, la chaleur spécifique C_v est pour tous les solides une même fonction de $\frac{T}{\theta}$. L'auteur propose pour cette fonction la forme empirique suivante :

$$C_v = 2{,}91 + 2{,}89 \ \mathrm{tg}\,\lambda \left(2{,}95 \log \frac{T}{\theta}\right)$$

C_v est alors donné en calories par atome-gramme.

L'accord avec l'expérience est suffisant, surtout aux températures élevées.

F. Wolfers.

Recherches sur les chaleurs spécifiques aux basses températures. — Simon (F.) [*Ann. der Phys.*, 68 (1922), 241-280]. — L'auteur a perfectionné l'appareil de Nernst et Schwers (1914); une étude soignée a permis de diminuer la dépense d'hydrogène liquide et d'augmenter les dimensions du calorimètre, d'où une précision plus grande. La substance étudiée, pulvérisée, est contenue dans un vase de cuivre mince (poids 8 g) qui peut être chauffé quelques instants par un enroulement de constantan (diamètre 0,03 mm, résistance 3600 ohms). Un élément thermoélectrique cuivre-constantan possède une de ses soudures sur le calorimètre, l'autre sur un manteau concentrique dont la température est déterminée par un thermomètre à résistance de plomb (60 ohms environ). L'ensemble est suspendu librement à l'intérieur d'une enceinte en cuivre où on fait un vide de l'ordre de 0.01 mm. L'enceinte est elle-même plongée dans le vase de Dewar où se trouve le bain réfrigérant.

L'augmentation de température du calorimètre, correspondant à un apport d'énergie connu, donne, après corrections, la chaleur spécifique vraie. Les températures allant de 14 à 275° absolus sont obtenues par des bains d'hydrogène liquide, d'air liquide, d'éther, d'acide carbonique, de glace. On étudie ainsi le mercure, NH^4Cl, Cu I, la cristobalite SiO^2, le verre de quartz, le verre de Lindemann $10\,BO^7Li^2 + 3\,B^2O^3 + 2\,BeO$, le glucose, la glycérine et une résine synthétique $(C^5H^8O)^x$. Les quantités de substances employées varient de 12 g (SiO^2) à 228 g (Hg). On calcule la chaleur moléculaire et le quotient de cette chaleur par le nombre total d'atomes de la molécule (chaleur atomique).

Résultats. — Nernst a montré, Born a vérifié théoriquement que la chaleur atomique d'une combinaison pouvait se représenter par une somme de fonctions d'Einstein F_E et de Debye F_D avec l'argument $\frac{\beta\nu}{T}$. L'auteur vérifie que ce résultat s'applique ici. La chaleur atomique à pression constante C_p renferme en plus un terme correctif provenant de $C_p - C_v$ et proportionnel à $T^{\frac{3}{2}}$.

$$C_p = F\left(\frac{96}{T}\right) + 21.10^{-5}\,T^{\frac{3}{2}}$$

Mercure. — F_D, fonction de Debye. La formule est bonne de 22 à 110° abs.; elle est moins bonne vers le point de fusion (résultat général) et aux basses températures (18-20°); l'auteur pense que dans ce dernier cas la molécule contient plusieurs atomes; un examen aux rayons X sera entrepris.

NH^4Cl. — 1° La loi du cube de la température est remarquablement vérifiée de 20 à 32° abs.

2° A partir de 140°, C_p prend des valeurs très supérieures à la normale, il augmente jusqu'à 127 ($T = 243°$) et retombe brusquement à 20 ($T = 244°5$), pour suivre ensuite une marche normale. NH^4Cl subirait une transformation qui aurait lieu pour les autres sels d'ammonium.

Cu I. $$C_p = F_D\left(\frac{105}{T}\right) + F_E\left(\frac{210}{T}\right) + 23.10^{-5}\,T^{\frac{3}{2}} \quad (16° \text{ à } 286°)$$

F_E, fonction d'Einstein. On calcule l'énergie libre dans la formation de Cu I : 16570 cal. à 290° (trouvé par les mesures électriques 16600).

Glycérine. — C_p suit une marche normale jusqu'à 180°; puis monte brusquement à une valeur double; l'augmentation de C semble coïncider avec une forte diminution de la viscosité (fusion pâteuse).

Glucose.

$$C_p = \frac{1}{24}\left[F_D\left(\frac{120}{T}\right) + 3\,F_D\left(\frac{310}{T}\right) + 20\,F_D\left(\frac{1\,700}{T}\right)\right] \quad (20° \text{ à } 296° \text{ abs.})$$

On calcule l'énergie libre de combustion du glucose : 727000 cal. pour $T = 290°$

$$(p_{O^2} = 0{,}2 \text{ atm.}; \qquad p_{CO^2} = 3.10^{-4} \text{ atm.})$$

Pour les combinaisons compliquées, on prévoit que le développement contiendra surtout des F_D.

On discute l'allure générale des chaleurs atomiques des substances organiques et on montre, en utilisant l'hypothèse de Nernst, pourquoi le principe du travail maximum donne une bonne approximation. — E. Darmois.

Calcul des chaleurs spécifiques des gaz. — Herz (W.) [*Zeits. f. Elektroch.*, **27** (1921), 474-475] — L'auteur indique 4 formules différentes donnant C-c et les compare aux valeurs expérimentales pour 12 gaz différents. — P. Job.

Les chaleurs spécifiques de l'ammoniaque et des anhydrides sulfureux et carbonique. — Partington (J.-R.) et Cant (H.-J) [*Phil. Mag.*, **42** (1922), 369-380]. — Un tube rempli du gaz en expérience est mis en vibration. Si le tube contient une poussière très fine (silice par exemple), celle-ci s'amassera aux nœuds, le phénomène n'étant net d'ailleurs que si la période propre du tube est égale à celle de la masse de gaz. On obtient cette égalité en choisissant un tube ayant une période propre un peu inférieure et en le lestant à ses extrémités par des masses convenables. La mise en vibration du tube est obtenue en enfermant ce dernier dans un tuyau de longueur variable que l'on fait résoner et dont on fait varier la note jusqu'au moment où les amas de poussière apparaissent dans le tube.

De la mesure des intervalles entre les tas de poussières, on déduit la longueur d'onde et par suite la vitesse du son u.

De cette dernière on déduirait le rapport des chaleurs spécifiques γ pour un gaz parfait par la relation

$$u^2 = \frac{p}{d}\gamma.$$

Pour un gaz réel, il faut employer la relation de Nernst.

$$u^2 = \frac{p}{d}\gamma\left[1 - \frac{9}{64}\pi\tau(1 - 6\tau^2)\right]^{-1}$$

π et τ étant les pression et température réduites (1).

D'autre part, la différence δ des deux chaleurs spécifiques est donnée par

$$C_p - C_v = \delta = R\left(1 + \frac{27}{16}\pi\tau^3\right)$$

Connaissant $\frac{C_p}{C_v}$ et $C_p - C_v$, on peut avoir chacun d'eux.

On trouve ainsi

GAZ	TEMPÉRATURE	C_p	C_v	γ
NH^3	14°,5	8,77	6,70	1,308
SO^2	13°,2	9,47	7,34	1,290
CO^2	20°,0	8,76	6,72	1,303

A. Foch.

(1) *Mém. Bureau Intern. des Poids et Mesures*, **13** (1907).

La chaleur spécifique de l'air, de la vapeur d'eau et de l'acide carbonique. — Glazebrook (R.-T.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 112-114]. — Les résultats publiés par Womersley sous le même titre [*Proc. Roy. Soc.*, **100** (1921), 143] sont sujets à discussion. Les nombres déduits des résultats de Holborn et Henning sont entachés d'une erreur qui atteint 6 p. 100. La précision des expériences de Womersley lui-même est moins bonne qu'il ne l'indique. — R. Fortrat.

L'effet des variations de chaleur spécifique sur l'écoulement des gaz à travers les orifices et les tuyères. — Walker (W.-J.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 589-593]. — L'auteur s'est proposé de rechercher quel effet une variation possible de la chaleur spécifique ou du rapport $\gamma = \frac{C}{c}$ peut avoir sur la loi d'écoulement des gaz à travers les orifices et les tuyères. Une solution exacte ne paraît pas pouvoir être établie par le calcul, mais la méthode d'analyse adoptée par l'auteur peut être poussée jusqu'au degré d'exactitude désirable, dans un cas particulier donné.

Le résultat obtenu met en évidence ce fait important que l'erreur commise dans le calcul de l'écoulement par la méthode usuelle s'accroît à mesure que diminue la densité du milieu contenu dans le réservoir. On indique aussi que, réciproquement, on peut se servir de la formule obtenue pour l'écoulement, pour déterminer, par la méthode de l'écoulement, les variations de la chaleur spécifique avec la température. — L. Brüninghaus.

Détermination de la chaleur spécifique des corps solides par un procédé électrique adiabatique. — Cohen (E.) **et Moesveld** (A.-L.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 151-158]. — Le calorimètre employé est celui déjà décrit [id., **95** (1920), 305] et utilisé pour les chaleurs spécifiques des liquides. Le solide, finement pulvérisé est mélangé à un poids connu d'un liquide indifférent dont la chaleur spécifique a été étudiée.

On fournit à l'ensemble une quantité d'énergie électrique connue et on mesure l'élévation de température. Il y a avantage à prendre un liquide presque aussi dense que le solide pour obtenir une rapide égalisation de la température par agitation.

On applique à la détermination de la chaleur spécifique *vraie* de $CdSO^4$, $\frac{8}{3}H^2O$ en utilisant $CHBr^3$: densités respectives 3,08 et 2,8. La valeur en eau du calorimètre a été déterminée à l'avance. On utilise des poids considérables de substance : 800 g de sel et 1 600 g de bromoforme, on fournit environ 400 cal. g. La chaleur spécifique du sel est 0,200 (de 17 à 21° C). — E. Darmois.

Un calorimètre à écoulement continu, et détermination de la chaleur de neutralisation de solutions d'acide chlorhydrique par la soude. — Keyes (F.-G.), **Gillespie** (L.-J.) **et Mitsukuri** (S.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **46** (1922), 707-717]. — Description de l'appareil. L'erreur probable des mesures est de l'ordre du millième. La chaleur de formation de NaCl en solution environ décinormale est de 13,28 calories par molécule, à 32°,3. Comparaison avec des résultats d'auteurs différents. — F. Wolfers.

Densité et température. — Herz (W.) [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 116-118]. — Dans une série d'homologues, les densités de la vapeur saturée au point d'ébullition, et les différences des densités de deux composés voisins, augmentent avec le poids moléculaire. Le rapport des densités de deux homologues successifs

passe par un minimum lorsque l'on fait varier la température. Enfin le rapport de la densité du liquide à celle de la vapeur augmente avec le poids moléculaire.

P. Job.

Contribution à la théorie de la chaleur spécifique au voisinage d'un point de transformation. — Brody (E.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 197-199]. — En général, la probabilité d'une variation d'énergie ε est la même pour les variations $+\varepsilon$ et $-\varepsilon$, et la moyenne $\bar{\varepsilon}$ disparaît de son expression. Il ne doit plus en être de même au voisinage d'un point de transformation ; au voisinage du point de fusion, la variation d'énergie ε qui produit la fusion ne peut pas avoir la même probabilité que la variation $-\varepsilon$. L'auteur calcule, par la méthode d'Einstein, la valeur moyenne $\bar{\varepsilon}$ des fluctuations d'énergie. Il indique, sans d'ailleurs faire de comparaison numérique, que l'on peut sans doute expliquer ainsi les anomalies de la chaleur spécifique au voisinage du point de fusion. — G. Bruhat.

Sur la détermination de la conductibilité thermique, chaleur spécifique, densité et dilatation de différentes roches et substances réfractaires. — Tadokoro (Y.) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1921), 339-410]. — Malgré son importance, nous connaissons très imparfaitement la conductibilité des diverses roches. De même, les propriétés thermiques des diverses substances réfractaires pouvant entrer dans la construction des fours métallurgiques sont en général mal connues. Le présent travail a pour but de combler cette lacune.

L'auteur détermine la conductibilité par l'emploi d'une source de chaleur, dont la température est une fonction sinusoïdale du temps. Cette source est au contact d'une des faces du corps en expérience. On sait que la connaissance de la loi de variation de la température en fonction du temps, en deux points de la substance dont la distance à la source sinusoïdale est connue, permet de calculer la conductibilité de la substance.

Les chaleurs spécifiques sont mesurées par la méthode des mélanges, perfectionnée, et adaptée de façon fort ingénieuse aux nécessités des présentes mesures.

On a mesuré également, par les procédés connus, les masses spécifiques.

Une autre partie du travail est consacrée à la mesure directe de la conductibilité par une méthode indépendante, ce qui permet de contrôler les résultats fournis par la première méthode. On obtient des résultats parfaitement concordants.

Suivent des tables donnant les constantes d'un grand nombre de substances naturelles ou artificielles, mesurées par ces procédés ; ainsi que les courbes expérimentales. — L. Brüninghaus.

Conductibilité thermique de quelques substances servant à la confection des vêtements. — Rood (E.-S.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 356-361]. — L'auteur rend compte des résultats d'une série de mesures de conductibilité thermique qu'il a faites par la méthode du disque de Lees, et qui ont été corrigées des variations de pouvoir émissif avec la température. Ces mesures ont porté sur des échantillons de substances tricotées et tissées. Des couches, variant entre une et huit, de la substance à étudier, étaient maintenues entre deux disques de cuivre, sous une pression de 6 g : cm², l'un des disques étant chauffé électriquement par une bobine comprise entre lui-même et un troisième disque extérieur ; le tout était enfermé dans une enceinte à température constante. La température des échantillons variait de 30 à 40° C. Les valeurs obtenues sont plus grandes pour les échantillons denses que pour ceux qui étaient tricotés ou tissés de façon lâche ; en voici

quelques-unes : 76. 10^{-6} pour la soie floche, 94 à 120. 10^{-6} pour la laine, 101 à 122. 10^{-6} pour la soie, 131. 10^{-6} pour la flanelle, 158 à 167. 10^{-6} pour la toile, de 168 à 184. 10^{-6} pour le coton. Les résultats deviennent plus grands pour plusieurs couches que pour une seule, et plus grands aussi pour les échantillons humides que pour les échantillons secs. Lorsque les substances sont classées d'après la conductibilité à masse égale, au lieu de l'être à épaisseur égale, l'ordre dépend largement du degré de compacité des tissus ; on a d'abord la soie floche, la laine tissée de façon lâche et la soie artificielle tricotée ; la série se termine par la soie, le coton et la toile en tissus serrés. — L. Brüninghaus.

Conductibilité thermique du marbre blanc et du ciment « Neat ». — **Nelson** (R.-A.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 113-115]. — Le marbre étudié était à fine structure cristalline et très pur, quoique contenant des traces de carbonate de magnésium. Avant les mesures, il a été soigneusement desséché par chauffage pendant quatre heures dans un four à 130° C. La méthode employée est celle du cylindre : on confectionne un cylindre du produit à étudier, on dispose suivant son axe une bobine chauffante, et on mesure la température, au voisinage de l'axe et au voisinage de la surface latérale, au moyen de deux thermocouples. On a soumis aux mêmes mesures des cylindres constitués par du ciment « Neat » gâché avec de l'eau. On a fait des mesures pour différentes températures moyennes des échantillons, et en voici les résultats :

	De 50° à 100° C.	De 100° à 150° C.	De 150° à 200° C.
Marbre	0,00614	0,00524	0,00415
Ciment « Neat ».....	0,00140	0,00165	0,00146

L. Brüninghaus.

Principes d'une théorie du champ de rayonnement anisotrope. — **Jaffé** (G.) [*Ann. der Phys.*, 18 (1922), 583-632]. — L'auteur étudie théoriquement le rayonnement qui s'établit dans un milieu qui contient des corps à températures différentes ; le milieu est caractérisé en chaque point par la vitesse de propagation et le coefficient d'absorption.

Il établit d'abord les équations fondamentales : équation de continuité, qui traduit le principe de l'énergie pour chaque élément de volume, et équation de propagation, qui exprime comment l'intensité d'un rayonnement de direction donnée se modifie le long d'un élément de droite. Ces équations sont étudiées en développant l'intensité en série suivant des fonctions sphériques : les premiers coefficients représentent la densité du rayonnement, et un vecteur — flux de rayonnement — analogue au flux calorifique de la théorie de la conductibilité.

L'auteur étudie ensuite le problème du champ stationnaire, et montre que, comme dans le rayonnement isotrope, le coefficient d'émission est proportionnel à la densité du rayonnement. Il développe plus complètement le cas limite d'une forte absorption : le flux de rayonnement est proportionnel au gradient de la densité de rayonnement, et les résultats sont analogues à ceux de la théorie de la conductibilité, avec cette différence que la 4e puissance de la température absolue remplace la 1re.

Jaffé aborde ensuite, toujours en se bornant au cas des fortes absorptions, la théorie des phénomènes non stationnaires. Le problème est analogue au problème correspondant de la conductibilité calorifique, et la méthode de Fourier est applicable.

Le mémoire se termine par l'indication du caractère auquel on peut reconnaître la prédominance du rayonnement calorifique ou de la conductibilité calori-

fique ; l'application aux étoiles, d'après la théorie d'Eddington, montre que l'on peut, à l'intérieur des étoiles, négliger la conductibilité devant le rayonnement.

G. Bruhat.

Propagation de la température par conduction à partir des sources de chaleur ponctuelles et sphériques ; avec une indication sur la solution du problème de l'inflammation par étincelles. — **Taylor Jones (E.), Morgan (J.-D.) et Wheeler (R.-V.)** [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 359-368]. — On avait d'abord pensé que le pouvoir possédé par une étincelle électrique d'enflammer les mélanges combustibles dépendait simplement de sa capacité à communiquer de la chaleur au mélange. Or on a trouvé, par exemple, que l'étincelle de rupture exigeait 600 ergs pour être capable d'enflammer un mélange air-gaz d'éclairage, alors qu'une étincelle de capacité n'en exigeait, pour le même mélange, que 250 ergs.

Cela conduisit certains auteurs à faire intervenir des phénomènes d'ionisation. La présente note a au contraire pour but d'établir que les différences observées entre les façons d'agir des diverses étincelles peuvent tout simplement tenir à la manière dont la chaleur est communiquée au mélange, instantanément par exemple pour les étincelles de capacité, lentement pour les étincelles de self.

Pour cela, négligeons la chaleur fournie par voie chimique, les effets de surpression dus à l'étincelle, la convection, la radiation, etc. Supposons simplement un milieu dont nous désignerons par k le quotient de la conductibilité thermique par la capacité calorifique par unité de volume. Dans ces conditions l'élévation θ de température à la distance r de l'origine et au temps t est donnée par l'équation classique.

$$kr^2 \frac{d^2\theta}{dr^2} + 2k\frac{d\theta}{dr} = r\frac{d\theta}{dt}. \qquad (1)$$

Considérons une quantité totale de chaleur Q fournie dans les 4 hypothèses suivantes :

a) Instantanément à l'origine ;

b) Uniformément pendant un temps t Q l'origine ;

c) Instantanément sur une surface sphérique de rayon a ;

d) Instantanément dans un volume sphérique de rayon a.

Bornons-nous à la première hypothèse : l'intégrale classique est :

$$\theta = \frac{Q\, e^{-\frac{r^2}{4kt}}}{8c\,(\pi kt)^{\frac{3}{2}}}.$$

Le tableau ci-dessous donne les températures θ pour diverses valeurs de t et de r.

t en secondes	r en millimètres		
	0	1	2
0	∞	0	0
0,003	2 762	521	3,5
0,006	976	424	35

Si l'on admet que le poids d'inflammation du mélange soit 700° C, on peut voir que le volume qui pourra atteindre cette température est d'environ 3,16 mm^3 (0,91 mm de rayon). Ce volume mesure le « pouvoir inflammatoire » de la source ponctuelle.

Sous les mêmes hypothèses, on trouve pour pouvoirs inflammatoires :

1. De la source ponctuelle fournissant θ calories en un temps t 2,62 mm^3
2. De la source superficielle sphérique instantanée 4,605 mm^3
3. De la source volumique sphérique instantanée 10,2 mm^3

On voit que les écarts signalés plus haut entre les capacités inflammatoires de l'étincelle de self et de l'étincelle de capacité sont du même ordre de grandeur que les écarts entre les pouvoirs inflammatoires des diverses sources. En d'autres termes, le pouvoir inflammatoire d'une source dépend essentiellement de la manière dont la chaleur — *supposée se propager uniquement par conduction* — se répand dans la masse du gaz. — A. Foch.

Refroidissement convectif des fils. — Davis (A.-H.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 329-339]. — Le « refroidissement convectif » d'un corps détermine la chaleur perdue par ce corps soumis à l'action d'un fluide en mouvement relatif par rapport à lui. Le refroidissement convectif est « naturel » quand le fluide est au repos, sauf les filets que la chaleur dégagée par le corps fait s'élever autour du corps.

Des considérations de dimensions pour la chaleur h perdue par seconde et unité d'aire du corps, on déduit :

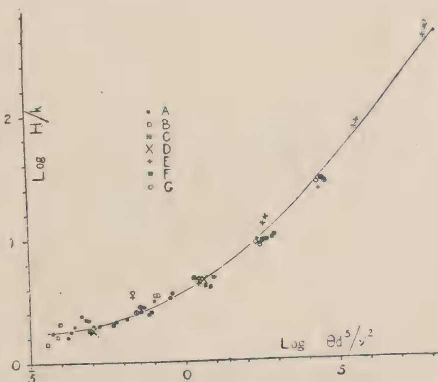
$$h = \frac{k\theta}{l} F\left(\frac{c^2 g l^3 a \theta}{k^2}\right) f\left(\frac{c\nu}{k}\right) \tag{1}$$

k étant la conductibilité thermique du fluide ; c, sa capacité calorifique volumique ; θ, l'excès de température du corps ; a, le coefficient de dilatation thermique du gaz par unité de volume ; l, une dimension caractéristique du corps et ν, le coefficient de viscosité dynamique. Pour tous les gaz diatomiques $\frac{c\nu}{p}$ est une constante, de sorte que, pour un long fil plongé dans l'air, la formule (1) prendra sa forme.

$$\frac{h}{k} = F\left(\frac{\theta d^3}{\nu^2}\right).$$

Par suite si on porte en abscisses $\frac{\theta d^3}{\nu^2}$ et en ordonnées $\frac{h}{k}$ les résultats expérimentaux se placeront sur une même courbe indépendante de la grandeur du cylindre et de θ. Des corrections devront être faites pour tenir compte des pertes de chaleur par radiation et des variations avec la température de k et ν.

La courbe reproduite ci-dessous a été obtenue au moyen des résultats de divers expérimentateurs.



A. Langmuir [*Phys. Rev.*, **34** (1912), 401] ; θ allant jusqu'à 1600°C.

B. Ayrton et Kilgour [*Phil. Trans.*, **183** (1893), 371] ; θ allant jusqu'à 200°C.

C. Petavel [*Proc. Manchester Assoc. Eng.*, (1915-16)] ; résultats obtenus sur

des tuyaux de vapeur ayant jusqu'à 30 cm de diamètre, soit 10 000 fois plus que les fils les plus fins de Ayrton et Kilgour.

D. Kennelly [*Trans. Amer. Inst. El. Eng.*, **28** (1909), 363] corrigé par Langmuir [*Trans. Amer. Inst. El. Eng.*, **31** (1912), 1228] opérant sous des pressions de 0,5 et 2 atmosphères.

E, F, et G. Petavel [*Phil., Trans.*, **197** (1901), 229] opérant de 0,1 à 100 atmosphères, θ allant jusqu'à 1 100°C, dans l'air (E), l'hydrogène (F) et l'hydrogène (G.).

On voit que les diverses mesures se placent bien sur une même courbe.

A. Foch.

La convection forcée de la chaleur dans un couple de fils chauds. — **Thomas** (J.-S.-G.) [*Phil. Mag.*, **43** (1991), 277-287]. — Dans un travail antérieur [*Phil. Mag.*, **40** (1920), 640-665] l'auteur avait indiqué que lorsqu'un courant d'air passait sur un couple de fils chauds placés l'un derrière l'autre, il pouvait arriver que la température du second fil ne changeât pas quand passait le courant d'air. L'objet de l'étude actuelle est d'examiner spécialement l'effet de la distance des fils sur l'élévation de la température du second (élévation mesurée par le changement de résistance).

Portons en abscisses les vitesses et en ordonnées les changements θ de température du second fil. Si la distance entre les deux fils est grande, θ part de 0 en même temps que v décroît, atteint un minimum, puis un maximum, puis décroît ; si la distance est faible, θ croît à partir de 0, atteint un maximum, puis décroît.

Portons maintenant en abscisses la distance entre fils et en ordonnées le maximum θ_0 de température observé sur le second fil pour une distance donnée. Si le premier fil est seul chauffé, θ_0 atteint un maximum, puis décroît jusqu'à 0 asymptotiquement ; si les deux fils sont chauffés, θ_0 atteint un premier maximum, *puis un minimum nul*, croît jusqu'à un maximum et tend asymtotiquemeut jusqu'à 0.

La distance entre fils joue donc un rôle prépondérant dans les anémomètres directionnels à fil chaud. — A. Foch.

Refroidissement par convection naturelle dans les fluides. — **Davis** (A.-H.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 920-940]. — On peut représenter le refroidissement naturel par convection de corps semblables immergés dans un fluide par une formule de la forme.

$$\frac{hL}{k\theta} = F\left(\frac{c^2 g L^3 a \theta}{k^2}\right) f\left(\frac{c\nu}{k}\right)$$

valable pour tous les fluides.

(h, perte de chaleur par unité de temps et de surface ; k, conductibilité thermique ; c, capacité calorifique de l'unité de volume du fluide ; ν, coefficient de viscosité cinématique ; θ, excès de température du corps ; a, coefficient de diminution de la densité du fluide par degré ; L, dimension linéaire du corps).

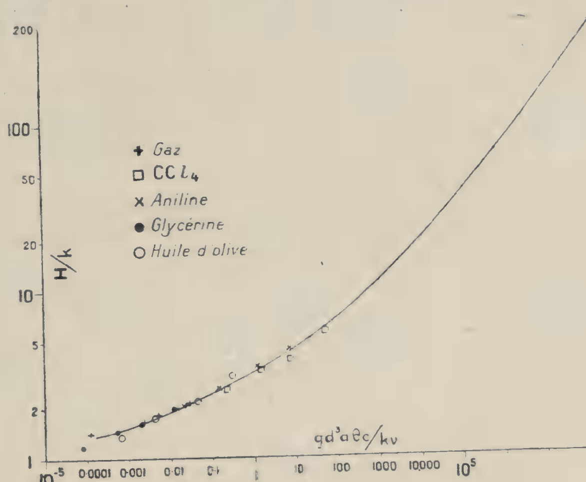
Pour de longs fils de diamètre d, on peut mettre la formule précédente sous la forme

$$\frac{h}{k} = F\left(\frac{d^3\,\theta\, g a c}{k\nu}\right).$$

L'auteur a vérifié cette formule en déterminant la quantité de chaleur fournie sous forme électrique à un fil tendu horizontalement dans un liquide et dont la

température était déterminée par la résistance mesurée au pont de Wheatstone.

La figure ci-dessous montre combien la vérification est stricte. On doit tenir



compte de la difficulté de connaître exactement la température du fluide au voisinage du fil. — A. Foch.

Le pouvoir refroidissant d'un courant de fluide visqueux. — Davis (A.-H.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 940-944]. — L'article précédent avait trait au refroidissement naturel que l'article actuel étudie théoriquement. Conservant les notations précédentes, on peut mettre la perte de chaleur pour deux corps semblables sous la forme

$$\frac{hL}{k\theta} = F\left(\frac{v_\infty L}{\nu}, \frac{c\nu}{k}\right)$$

v_∞ étant la vitesse du fluide à l'infini. La formule s'établit sans grandes difficultés par des considérations d'homogénéité. Lorsque $\frac{c\nu}{k}$ est égal à 1 ou à l'infini, la formule prend la forme simplifiée.

$$\frac{hL}{k\theta} = F\left(\frac{v_\infty L}{\nu}\right).$$

A. Foch.

Une méthode expérimentale pour la détermination quantitative de l'influence relative de la convection et du rayonnement sur la transmission de la chaleur à travers l'air en mouvement. — Nichols (L.-H.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 380-381]. — Par l'emploi d'une paire de catha-thermomètres légèrement modifiés, l'auteur a trouvé que les influences du rayonnement thermique incident et des conditions de trouble atmosphérique sur le transport de la chaleur en un point donné d'observation peuvent être estimés séparément et quantitativement dans des conditions très diverses. Le procédé expérimental consiste en principe à classer ces facteurs au moyen de leur influence sur la vitesse de refroidissement de modèles préalablement gradués, pour lesquels les catha-thermomètres serviront très convenablement.

Les applications de cette méthode sont nombreuses ; en particulier, elle doit permettre de discerner exactement l'influence du rayonnement solaire et de la convection atmosphérique sur les lectures de divers instruments pour lesquels actuellement ces facteurs ne sont pas séparés, ce qui conduit à des résultats dont le sens est souvent douteux. — L. Brüninghaus.

La dissipation de la chaleur dans l'air, à partir de surfaces de laiton polies et noircies, et pour des différences de température modérées. — **Taylor (T.-S.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 382-383]. — On a fait des observations sur la perte de chaleur de surfaces de laiton unies et noircies, plongées dans de l'air dépourvu de mouvements de convection autres que ceux dus à la surface elle-même, et pour différentes températures et orientations des surfaces. L'excès de température des surfaces allait jusqu'à 130°C. Voici les nombres obtenus (en valeurs relatives et à surface égale, pour une différence de température de 100°C entre la surface et les corps environnants).

1. Perte totale d'une surface noircie	100
2. Perte totale d'une surface polie.	55,5
3. Perte due au seul rayonnement d'une surface noircie.	62,7
4. Perte de convection seule.	35,8
5. Perte due au seul rayonnement d'une surface de laiton.	17,1

L'influence de l'orientation était de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales. — L. Brüninghaus.

Sur la détermination des conductibilités thermiques superficielles. — **Smith (L.-A.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 404-405]. — On sait que, lorsque la chaleur se propage à travers un gaz entre parois solides, planes et verticales, on peut diviser le trajet du flux calorifique en les portions suivantes, qui jouent des rôles très différents : les parois ; deux régions à leur contact immédiat formées par du gaz dans un état de relative immobilité ; la masse principale du gaz, située entre ces portions stagnantes. Ce sont précisément les minces portions immobiles au contact des parois solides qui paraissent en général jouer le rôle principal au point de vue de la conductibilité calorifique. Ce sont ces régions dont l'auteur s'est proposé de déterminer la conductibilité dans le cas d'air à la pression atmosphérique. On a trouvé un nombre égal à $33,4.10^{-2}$ calorie par cm^2, par minute et par degré centigrade, lorsque les parois sont en verre ; entre 2,92 et $1,97,10^{-2}$ calories lorsque les parois sont en laiton. Ces dernières valeurs dépendent de l'état de la surface. — L. Brüninghaus.

Influence de la pression sur la conductibilité thermique des métaux. — **Bridgman (P.-W.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 115]. — L'auteur a étudié, par deux méthodes différentes et jusqu'à 12000 kg par cm^2, l'influence de la pression sur la conductibilité thermique de certains métaux. La conductibilité du plomb, de l'étain, du cadmium et du zinc croît avec la pression ; celle du fer, du cuivre, du nickel, du platine, du bismuth et de l'antimoine décroît au contraire quand la pression augmente. La variation est linéaire, aux erreurs d'expérience près. L'accroissement de la conductibilité thermique du plomb et de l'étain est plus grand que l'accroissement de la conductibilité électrique, de telle sorte que le coefficient de pression du rapport de la loi de Wiedemann et Franz est positif pour ces deux métaux. Il est au contraire négatif pour les autres métaux étudiés.

G. Déjardin.

CHANGEMENTS D'ÉTAT

Comparaison des thermomètres à hélium, à argon, à néon, à oxygène et à azote au thermomètre à hydrogène. — **Cath (P.-G.) et Kamerlingh Onnes (H.)** [*Comm. Phys. Labor. Leiden*, **156** (1922), 3-32]. — Les auteurs partent dans leur calcul de l'hypothèse que, pour le gaz considéré à la densité employée, l'on a la relation $pv = RT\left(1 + \frac{B}{v}\right)$ où B est uniquement fonction de la température. Leurs expériences n'ont pas mis en évidence l'utilité d'une correction due à la dégénération des gaz conformément à la théorie des quanta. Ils définissent également ce qu'ils entendent par échelle Avogadro d'un gaz (échelle d'un gaz pris dans des conditions où il obéit aux lois des gaz parfaits) et indiquent le procédé qu'ils ont appliqué pour la déterminer dans les différents cas.

Description d'un thermomètre à gaz différentiel et à volume constant au moyen duquel ils ont comparé avec l'hydrogène les différents gaz indiqués. Tableau des différents résultats, d'où, après discussion des causes d'erreurs, ils concluent que leurs hypothèses initiales étaient fondées. — H. Weiss.

Tensions de vapeur de l'hydrogène et redétermination de son point d'ébullition. — **Palacios-Martinez (J.) et Kamerlingh Onnes (H.)** [*Comm. Phys. Labor. Leiden*, **156** (1922), 35-43]. — Des déterminations de Keesom et Kamerlingh Onnes par l'intermédiaire du thermomètre à résistance de platine avaient donné pour ce point 20,35° K. D'autres, de Cath et Kamerlingh Onnes, par comparaison directe avec le thermomètre à hélium avaient donné 20,39°. Ce point étant un repère thermométrique important, des mesures furent reprises sur les tensions de vapeur de l'hydrogène depuis 14,6° à 20,6°. Elles ont confirmé les résultats de Keesom. Ces expériences ont permis de constater que tous les thermomètres à résistance dont la spirale de platine avait été enroulée serrée sur leur support avaient eu leur échelle déplacée par suite de la tension subie. — H. Weiss.

Le diamètre rectiligne de l'hydrogène. — **Mathias (E.), Crommelin (C.-A.) et Kamerlingh Onnes (H.)** [*Proc. Amst.*, **23** (1922), 1175-1184]. — La communication fait suite à une série d'autres se rapportant à l'oxygène, l'argon et l'azote. Les présentes mesures ont été effectuées comme pour l'azote, grâce à la construction d'un cryostat permettant de réaliser des températures constantes allant jusqu'à — 253° C (point d'ébullition de l'hydrogène) dans un bain transparent. Ce cryostat est décrit dans la communication suivante. La température a été mesurée par 2 thermomètres à résistance de platine comparés à 1 thermomètre à hélium ; les pressions par un manomètre à air libre ; après les mesures dilatométriques l'hydrogène était expulsé de l'appareil et mesuré dans les conditions normales. Les expériences ont consommé 170 litres d'hydrogène liquide et 400 litres d'air liquide.

Les résultats des densités sont indiqués dans une table et traduits par une courbe. Les auteurs les considèrent comme exacts à 0,0005 près (pour le liquide).

Le diamètre est de la forme

$$y = a + bt \left\{ \begin{array}{l} a = -\,0{,}063510 \\ b = -\,0{,}00039402. \end{array} \right.$$

La température critique étant prise égale à — 239,91° C, la densité critique est 0,31302.

Le coefficient critique $\frac{p_c v_c}{R_c T}$ = 3,276 ; il a la plus petite valeur connue.

Une prochaine communication donnera la valeur de $m' - m$ pour O^2, Ar, N^2 et H^2. — E. Darmois.

La liquéfaction adiabatique des fluides. — **Villey** (G.) [*C.R.*, **173** (1922), 1453]. — M. Bruhat a indiqué dans une note antérieure [*C. R.*, **171** (1920), 127] que la chaleur de vaporisation d'un liquide tend, au zéro absolu, vers une limite non nulle et que, quel que soit l'état initial, une détente adiabatique suffisamment poussée doit toujours arriver à la liquéfaction, et même tendre vers la liquéfaction totale. Ces deux conclusions ont été constestées par M. Ariès [*C. R.*, **171** (1920), 896] par des arguments basés sur les limites de légitimité des approximations dans les équations thermodynamiques. L'auteur montre que ces résultats sont entièrement d'accord avec les prévisions de la théorie cinétique.

A. Blanc.

Détermination du point d'inversion supérieur de la chaleur spécifique de la vapeur saturée de benzine. — **Bruhat** (G.) et **Delaygue** (A.) [*C. R.*, **174** (1922), 937]. — On sait que, pour certains corps, la chaleur spécifique de la vapeur saturée présente deux points d'inversion, entre lesquels elle est positive, de sorte que la compression adiabatique de la vapeur saturée produit une condensation. C'est par l'observation de la condensation produite par détente ou par compression que Cazin a montré l'existence du point d'inversion inférieur, pour la benzine et le chloroforme. Les auteurs ont appliqué la même méthode au point d'inversion supérieur, dans le cas de la benzine. Tandis que le point d'inversion inférieur correspond à la température de 122° C, la température du point d'inversion supérieur doit être fixée à 258° C. — A. Blanc.

Etude de la chaleur spécifique de la vapeur de benzine saturée, et tracé des adiabatiques du mélange liquide-vapeur. — **Bruhat** (G.) et **Delaygue** (A.) [*Journ. de Phys.*, **4** (1923), 1-10].

Sur le maximum de la chaleur de vaporisation. — **Ariès** (E.) [*C. R.*, **174** (1922), 1050]. — La chaleur de vaporisation croît, quand la température décroît, depuis le point critique jusqu'aux plus basses températures réalisées ; mais on n'a pas le droit d'en conclure qu'il en est ainsi jusqu'au zéro absolu, température limite à laquelle la chaleur de vaporisation atteindrait sa valeur maximum. L'auteur démontre que, dans la région des températures encore inexplorées, la chaleur de vaporisation, après avoir atteint un maximum, finit par décroître jusqu'au zéro absolu. Quant à savoir si sa valeur au zéro absolu est positive ou nulle, on ne peut être fixé sur ce point que par la considération de l'effet produit par une détente indéfiniment prolongée : celle-ci doit produire une liquéfaction complète dans le premier cas, une vaporisation complète dans le second. — A. Blanc.

Etude théorique des propriétés des fluides au voisinage du point critique. — **Bruhat** (G.) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 303-316.]

Sur les propriétés des fluides à l'état de saturation au voisinage du point critique. — **Ariès** (E.) [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 411-421.]

A propos de l'article de M. Ariès sur les propriétés des fluides à l'état de saturation au voisinage du point critique. — **Bruhat** (G.) [*Journ. de Phys.*, **4** (1923), 46-48.]

Sur les propriétés des fluides au voisinage de l'état critique. — **Ariès** (**E.**) [*Ann. Scient. Brux.*, **41** (1922), 165-195.]

Sur les propriétés des fluides au voisinage de l'état critique. — **Bruhat** (**G.**). [*Ann. Scient. Brux.*, **42** (1923), 250-257]. — Les résultats essentiels de ces deux mémoires ont déjà été publiés dans des articles parus dans le *Journal de Physique* [**3** (1922), 411-421 ; **4** (1923), 46-48.]

G. Bruhat.

La réfraction des adiabatiques : étude particulière de cette réfraction aux basses températures. — **Bruhat** (**G.**) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 287 296].

La chaleur de vaporisation et la différence m'-m **des chaleurs spécifiques à l'état de saturation pour l'argon, l'oxygène, l'azote et l'hydrogène.** — **Mathias** (**E.**), **Crommelin** (**C.-A.**) et **Kamerlingh Onnes** (**H.**) [*C. R.*, **174** (1922), 1395]. — Les auteurs ont montré dans une note antérieure [*C. R.*, **172** (1921), 261] la possibilité de calculer la chaleur de vaporisation L et la différence m'-m des chaleurs spécifiques de la vapeur saturée et du liquide saturé, à la température absolue T, pour l'argon, l'oxygène, l'azote et l'hydrogène, à l'aide des mesures de densités et des mesures relatives aux tensions de vapeur, faites par divers expérimentateurs au Laboratoire cryogène de Leyde. L est donnée par la formule de Clapeyron-Clausius; les résultats ont été réunis, pour chaque corps, dans une formule empirique. Quant à m'-m, on l'obtient par la formule classique :

$$m' - m = \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}T} - \frac{L}{T}.$$

On trouve que la valeur de m'-m, fortement négative près du point critique, est plus petite en valeur absolue aux températures réduites plus basses et finit par passer par un maximum ; mais ce dernier point demande confirmation.

A. Blanc.

Sur les transformations isentropiques des vapeurs saturées. — **Bordoni** (**U.**) [*Nuov. Cim.*, **22** (1921), 246-277]. — Si l'on considère l'unité de masse du mélange liquide-vapeur et si l'on désigne par

x la masse de vapeur ou le titre,

γ_1 la chaleur spécifique du liquide à *titre constant*,

γ_2 la chaleur spécifique de la vapeur à *titre constant*,

r la chaleur de transformation à la température absolue T

l'équation connue des isentropiques est :

$$\int \gamma_1 \frac{\mathrm{d}T}{T} + \frac{xr}{T} = \mathrm{C^{te}}.$$

Pour déterminer le réseau de ces courbes, il faut calculer l'intégrale $\int \gamma_1 \frac{\mathrm{d}T}{T}$.

L'habitude s'est établie de confondre γ_1 avec γ_p, chaleur spécifique à pression constante, dont il est très voisin dans quelques cas, par exemple pour l'eau à la température ordinaire, et de ne plus parler de chaleur spécifique à *titre constant*. C'est incorrect et faux. L'auteur montre que :

La différence entre γ_1 et γ_p croît rapidement avec la température et devient *infinie* au point critique.

Puis il calcule l'intégrale en prenant pour γ_1 des formules empiriques et applique les résultats à quelques exemples : eau, SO^2.

Une deuxième partie est consacrée à des résultats absolument généraux. L'équation des isentropiques peut en effet s'écrire :

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} - \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)x + \frac{\gamma_1}{r} = 0.$$

Elle est *linéaire* et, de plus, l'expérience montre que les fonctions $\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\right)$ et $\frac{\gamma_1}{r}$ sont finies et continues sauf aux limites (zéro absolu, point critique); des théorèmes connus permettent alors de tirer les deux conséquences suivantes :

1° Etant données deux courbes intégrales quelconques, le rapport des titres correspondant à une température donnée est une constante indépendante de cette température même.

(Principe de la proportionnalité des variations de titre).

2° Etant donné un nombre quelconque de courbes intégrales, leur tangente en des points correspondant à une même température sont *concourantes*.

Quand on applique ces deux résultats à la construction des isentropiques de la vapeur d'eau, on arrive à cette conclusion que :

Pour des pressions comprises entre 25 kg : cm² et 0,04 kg : cm² (soit entre 225 et 30° C) et pour des titres pas inférieurs à $\frac{2}{3}$ (cas des machines à vapeur) les intégrales x (T) sont pratiquement des droites passant par le point

$$\begin{cases} x = 0{,}5 \\ T = 140° \text{ abs.} \end{cases}$$

Un tableau montre que l'approximation ne descend jamais au-dessous de 1 p. 100.

L'équation différentielle des isentropiques en $\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}p}$ est également linéaire et permet de formuler un « principe de la proportionnalité des variations de volume ». Les intégrales v (p) ont des propriétés analogues aux x (T).

Enfin considérant l'équation de Rankine $pv^m = C^{te}$ l'auteur montre que sa forme convient effectivement aux isentropiques, à condition de prendre pour m des valeurs empiriques convenables. Un diagramme fournit ces valeurs pour l'eau.

R. CHEVALLIER.

Dilatations et changements d'état. — **Schaffers (V.)** [*Ann. Scient. Brux.*, **41** (1921-1922), 84-86]. — On peut rechercher, par analogie avec une loi énoncée autrefois par Pictet et d'après laquelle le produit du coefficient de dilatation d'un métal par sa température de fusion est constant, si la somme des dilatations subies par les différents corps entre le zéro absolu et leur température d'ébullition sous la pression atmosphérique normale est constante.

L'auteur a pu faire le calcul approximatif pour 11 corps différents dont 10 corps simples. 8 lui ont fourni pour la somme des dilatations, y compris le changement de volume correspondant à la fusion, des nombres variant de 0,230 (Cd) à 0,294 (Sn) et dont la moyenne est 0,266.

Le bismuth, le mercure et l'eau donnent des nombres très différents qui sont respectivement égaux à 0,345, 0,144 et 0,00. — C.-E. BRAZIER.

Sur les variations de l'opalescence critique avec le remplissage des tubes et la nature des liquides étudiés. — Andant (A.) [*C. R.*, **174** (1922), 1541]. — L'auteur définit le remplissage d'un tube par le rapport D, mesuré à 18°C, du volume du liquide au volume de la vapeur contenus dans le tube; le remplissage critique correspond à la valeur 0,50 de D. La température de réapparition du ménisque dans un tube de Natterer est une fonction parabolique de D; la température du maximum d'opalescence présente, par rapport à la température précédente, un écart qui passe par un minimum pour les remplissages voisins de 0,50. L'opalescence, faible dans les tubes dont le remplissage est un peu inférieur au remplissage critique, passe par un maximum pour les remplissages voisins de 0,50 et décroît lentement à mesure que D augmente. L'opalescence dépend de la nature du liquide : jusqu'à 0,20°,C environ de la température du maximum, elle est sensiblement proportionnelle au carré du poids moléculaire. Il y a, pour toutes les lois relatives à l'opalescence, de fortes perturbations au voisinage immédiat du point critique. Ainsi se confirme l'idée qu'il faut distinguer la vraie opalescence du trouble très accusé, caractéristique du passage au point critique, que certains auteurs ont appelé le *blanchissement*. — A. Blanc.

Sur les variations de l'opalescence critique avec la température et la longueur d'onde de la lumière incidente. — Andant (A.) [*C. R.*, **174** (1922), 1333]. — Mesures effectuées sur cinq liquides à températures critiques élevées (éther, acétates de méthyle, d'éthyle, de butyle et d'isobutyle). Les mesures d'opalescence ont été faites en comparant l'intensité d'un faisceau lumineux traversant le brouillard critique, ou diffusé par lui, avec celle d'un faisceau venant de la même source et affaibli de façon connue par des nicols. Tous les corps étudiés donnent des résultats analogues. Pour l'éther, par exemple, l'opalescence commence à 3° C au-dessus de la température de réapparition du ménisque, passe par un maximum pour une température θ qui est à 0,05° C de la température de réapparition du ménisque et s'évanouit à 0,50° C au-dessous de cette dernière. Depuis le début jusqu'à 0,20° C au-dessus de θ, l'opalescence est proportionnelle à $(T - \theta)^{-1}$; ce résultat est en accord avec la théorie de Smoluchowsky-Einstein, mais jusqu'à 0,20° C de θ seulement. La loi de variation de l'opalescence en fonction de la longueur d'onde λ est de la forme :

$$I = A\lambda^{-4}$$

où I est l'intensité de la lumière absorbée, ce qui est conforme à la théorie d'Einstein, mais jusqu'à 0,15° C du point critique seulement. La formule est insuffisante dans le voisinage immédiat du point critique : I est alors proportionnel à λ^{-2}.

A. Blanc.

Sur la fabrication de l'hydrogène par liquéfaction partielle du gaz à l'eau. — Claude (G.) [*C. R.*, **173** (1921), 653]. — La liquéfaction partielle du gaz à l'eau, pour la fabrication de l'hydrogène destiné à la synthèse de l'ammoniaque, avait été abandonnée autrefois par l'auteur, à la suite des difficultés qui s'étaient présentées. Actuellement, ces difficultés ont été surmontées, et c'est ce procédé qui fonctionne. Le gaz à l'eau est refroidi par détente *avec travail extérieur;* la lubréfication est assurée en mélangeant à l'hydrogène, qui seul est détendu dans le moteur, un peu d'azote qui se résout en buée à la fin de chaque détente ; la présence de cet azote dans l'hydrogène destiné à la synthèse de l'ammoniaque, n'a pas d'inconvénient. — A. Blanc.

Nouvelle évaluation de la pression interne des liquides. Critérium de l'association des molécules dans un liquide. — Vasilesco Karpen (N.) [*C. R.*, **174** (1922), 1693]. — Si l'on admet que, dans la décompression à température constante, les molécules du liquide restent les mêmes, sa pression interne K est donnée par l'équation :

$$K = T\left(\frac{dp}{dT}\right)_v - p$$

où l'on peut remplacer le coefficient de pression à volume constant $\left(\frac{dp}{dT}\right)_v$, quand il n'est pas directement mesurable, par le rapport $\frac{\alpha}{\mu}$, du coefficient de dilatation α, au coefficient de compression μ. Le rapport de K à la pression critique doit être à peu près constant ; s'il n'en est pas ainsi, c'est que les molécules du liquide sont associées aux températures relativement basses et se dissocient par la dilatation ou par une élévation de température. C'est le cas de l'eau, par exemple, au-dessous de 200° C. — A. BLANC.

Etude expérimentale des pertes de poids par évaporation tranquille de l'air liquide renfermé dans des vases Dewar. — Briggs (H.) [*Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, **41** (1920-1921), 97-110]. — Description des vases Dewar, de leur mode de construction.

Etude des causes d'évaporation de l'air liquide renfermé dans ces vases : échauffement par rayonnement, par conduction à travers le vide, et par conduction le long du col du récipient.

L'auteur donne des applications d'une méthode expérimentale, permettant d'étudier séparément ces trois causes d'échauffement, et de déterminer leurs effets respectifs.

En pratique, les phénomènes de rayonnement ont une importance très nettement prépondérante. Toutes choses égales d'ailleurs, on peut réduire les pertes de 20 pour 100 environ, en plaçant le récipient Dewar dans un milieu isolant ; toutefois, le gain ainsi obtenu ne compense pas l'ennui de l'encombrement beaucoup plus considérable.

Les mesures faites sur des récipients Dewar métalliques, de 20 litres et 125 litres, à longs cols, ont montré que les pertes par conduction le long du col, sont pratiquement nulles. On pourrait donc, sans inconvénients, employer des récipients à cols moins longs et plus épais, sans accroître, de façon appréciable, les pertes d'air liquide par évaporation. Les récipients ainsi modifiés auraient l'avantage d'être plus solides et moins encombrants.

Les pertes moyennes d'air liquide par évaporation tranquille, pour 24 heures, dans le cas de vases Dewar métalliques, d'une contenance de 50 livres (anglaises) atteignaient 3,3 livres (anglaises) ; le col de ces récipients était en cupro-nickel de 1,58 mm d'épaisseur ; le diamètre de l'orifice était de 1,26 cm et la longueur totale du col, 29,5 cm. — Mg. J. RIVIÈRE.

Sur les chaleurs latentes de vaporisation. — Rideal (E.-K.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **20** (1921), 291-298]. — L'auteur calcule la chaleur de vaporisation des métaux par deux méthodes différentes, à partir de la théorie des quanta. En considérant tout l'atome passant de l'état solide ou liquide à l'état vapeur, il trouve que la fréquence utile correspond à une radiation infra-rouge. En admettant l'hypothèse de Haber sur la structure des réseaux cristallins, il faut introduire

une fréquence utile pour le noyau, et une autre pour les électrons de valence. L'accord avec l'expérience est satisfaisant. Il serait intéressant de déterminer si la pression de vapeur d'un métal se trouve augmentée par une radiation monochromatique selon le premier calcul, ou bien par une lumière dichromatique selon le second.

Pour le cas de l'équilibre, l'auteur pose ensuite le nombre de molécules gazeuses frappant l'unité de surface en une seconde, égal au nombre de molécules quittant l'unité de surface du solide ou du liquide. Il en déduit la valeur de la constante chimique de Nernst pour différentes substances, la chaleur de vaporisation et le diamètre d'une molécule étant connus. Les valeur déterminées par cette méthode concordent bien avec celles déduites des pressions de vapeur.

Th. Aron.

Tension de vapeur du gaz sulfureux et de l'ammoniac. — Bergstrom (F.-W.) [*Journ. Phys. Chem.*, **26** (1922), 358-377]. — Thermomètre à résistance. Manomètre de Germann [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **36** (1914), 2456]. Thermostat de Henning [*Zeits. f. Inst.*, **33** (1913), 33]. Les tensions ont été déterminées de — 5° à — 46° C pour SO^2 et de — 30° à — 77,9° C pour NH^3, cette dernière température est celle du point triple de l'ammoniac ($p = 44,5$ mm de Hg).

Pour SO^2 les tensions de vapeur peuvent se représenter à 1 mm près par la formule

$$\text{Log}_{10} P = -\frac{1577,3}{T} + 1,75 \log T - 0,006411\, T + 6,3286.$$

Contrairement aux résultats de Bill et Burrell, les résultats de l'auteur sont conformes à la loi de Ramsay et Young. — P. Job.

Relation entre le volume et la pression des liquides surchauffés. — Wismer (K.-L.) [*Journ. Phys. Chem.*, **26** (1922), 301-315]. — Etude de l'éther, de l'isopentane et du chlorure d'éthyle; on peut atteindre au maximum les températures de 143°, 136° et 126° C à la pression atmosphérique. Etude des variations de volume en fonction de la pression en dessous de 1 atmosphère et à 121,5° 127,9° et 133,8° C pour l'éther liquide, 99,6°, 109,7° et 117,4° C pour le chlorure d'éthyle. Ces variations sont à peu près linéaires, sans qu'il y ait tendance à une courbure plus prononcée aux basses pressions et au voisinage de la limite de surchauffe. La courbe expérimentale s'écarte très notablement dans ces conditions de la courbe de Van der Waals (voisinage du minimum). — P. Job.

Intervalle de fusion de certains liquides sous-refroidis. Note sur l'emploi de l'air liquide comme réfrigérant. — Ferguson (J.-B.) [*Journ. Phys. Chem.*, **26** (1922), 549-552]. — Lorsqu'on refroidit brusquement une solution saline dans l'air liquide on obtient une espèce de verre. Si l'on chauffe ce verre on observe qu'il ne présente pas l'intervalle de fusion entre le point eutectique et la température d'équilibre entre la glace et la solution; on obtient une température de fusion constante mais qui dépend des conditions expérimentales et qui est légèrement inférieure à la température du liquidus. L'usage de bains de liquides sous-refroidis comme thermostats ne paraît pas pouvoir être généralisé.

P. Job.

Détermination du point de fusion des métaux difficilement fusibles. — Pirani (M.) et Alterthum (H.) [*Zeits. f. Elektroch.*, **29** (1923), 5-8]. — Une baguette du métal d'une épaisseur de 7 mm est percée perpendiculairement à sa

longueur d'un petit trou de 1 mm de diamètre et 6 mm de profondeur. On chauffe en faisant passer dans la tige un courant électrique. La température se mesure optiquement, le trou percé dans la tige jouant le rôle de corps noir. Le point de fusion est atteint lorsque le métal coule par le petit orifice.

(Tu : P. F. 3 660 ± 60° C ; Mo, 2 840 ± 40° C). — P. Job.

Régularités dans les vitesses de vaporisation. — **Herz** (**W.**) [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 526-527]. — La vitesse de vaporisation est proportionnelle à $\sqrt{\frac{M}{T_e}}$ (M, masse moléculaire ; T_e température absolue d'ébullition). [Volmer et Estermann, *Zeits. f. Phys. Chem.*, **99** (1921), 383]. Relations entre la valeur de cette quantité et la constitution des molécules organiques. — P. Job.

Mesure de la pression de vapeur du mercure, entre 0° et 35° C, au moyen de la jauge de Knudsen. — **Hill** (**C.-F.**) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 113]. — L'auteur a mesuré et relié par une courbe dix-neuf valeurs de la pression de vapeur du mercure, pour des températures comprises entre — 0,7 et 34,9° C. Les nombres obtenus s'écartent de moins de 6 p. 100 des valeurs indiquées par la courbe, soit à 0° : 0,000 350 mm ; à 10° : 0,000 775 mm ; à 20° : 0,001 82 mm et à 30° : 0,004 07 mm. Ces résultats s'accordent convenablement avec ceux de Ramasy et Young et de Morley, mais sont beaucoup plus élevés que les valeurs obtenues par Knudsen en 1909. — G. Déjardin.

Pression de vapeur saturante du chlore et du brome solides. — **Henglein** (**F.-A.**), **Rosenberg** (**G. von**) et **Muchlinski** (**A.**) [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 1-12]. — La méthode généralement employée consiste à titrer par IK la vapeur saturante de chlore ou de brome occupant un volume connu. Les auteurs mesurent ainsi la pression de vapeur du chlore liquide et solide et du brome solide. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux que donne la formule théorique de Stern-Tetrode à partir de la constante chimique du chlore monoatomique. L'auteur calcule enfin la constante chimique du chlore diatomique à l'état normal.

M. Hanot.

Rapport entre les températures de fusion et d'ébullition. — **Lorentz** (**R.**) et **Herz** (**W.**) [*Zeits. f. Anorg. Allg. Chemie*, **122** (1922), 51-60]. — Le rapport $\frac{T_f}{T_e}$ (temp. absolues) est en moyenne de 0,5 583 pour les corps simples (33 valeurs), 0,7 183 pour les composés minéraux (122 valeurs) et 0,5 839 (247 valeurs) pour les composés organiques moyenne générale 0,62. — P. Job.

Sur le coefficient de vaporisation. — **Bennewitz** (**K.**) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 169-175]. — L'auteur pense que, dans l'équilibre liquide-vapeur, toutes les molécules de vapeur qui viennent rencontrer la surface du liquide sont condensées ; pour que cette hypothèse soit d'accord avec l'expérience, il faut supposer que, dans l'évaporation, la surface du liquide est à une température inférieure à celle de la masse. L'auteur pense le montrer expérimentalement : il prend de la benzophénone, et provoque une évaporation très active en plaçant une paroi refroidie par l'air liquide à un centimètre au-dessus de la surface. Une soudure thermoélectrique, placée dans la vapeur, immédiatement au-dessus de la surface de sépa-

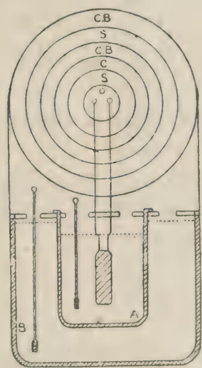
ration, indique une température inférieure à celle de la masse ; la différence peut atteindre 10° C quand la phase condensée est à l'état solide.

G. Bruhat.

Chaleurs latentes de fusion. — Stratton (K.) et Partington (D.-R.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 436-446]. — Le principe de la méthode connue est simple. A une masse m du solide, maintenu exactement à son point de fusion, on communique une quantité de chaleur connue au moyen d'un fil de résistance R chauffé par un courant constant d'intensité I. Si t est le temps nécessaire pour la fusion complète, on a, sans corrections d'aucune sorte :

$$L = \frac{I^2 Rt}{4,18\ m} \text{ cal. g}$$

Appareil. — Une masse déterminée de la substance est placée dans un vase intérieur A, entouré par un vase extérieur B contenant la même substance partiellement fondue, et par suite à son point de fusion. Le vase extérieur est lui-même entouré par un isolant thermique destiné à éviter une perte excessive de chaleur du thermostat B pendant la durée de l'expérience. Le vase intérieur A est muni d'un bouchon portant la bobine chauffante et livrant passage aux fils de connexion. Un thermomètre est aussi disposé dans A. Le pot de fer est fermé aussi, au moyen d'un couvercle de carton, d'épaisseur convenable pour pouvoir supporter le vase intérieur plongeant dans la substance fondue en B. Un autre thermomètre plonge dans B. Les deux thermomètres servent en même temps d'agitateurs.



La bobine chauffante est construite de la façon suivante : on prend un morceau de tige d'ébonite, traversée sur toute sa longueur par un trou axial et à une extrémité par un trou diamétral. La surface latérale est filetée, et on enroule le fil, de 0,3 mm de diamètre, le long du sillon ainsi pratiqué. Une des extrémités du fil est engagée dans le trou diamétral, l'autre ressort du même côté suivant l'axe. On soude ces extrémités à des fils de cuivre plus gros. On alimente par une batterie d'accumulateurs.

Le vase A, garni de la substance solide, dans laquelle sont immergés la bobine et le thermomètre, est suspendu dans le thermostat juste au point de fusion (liquide et solide simultanément présents, et agités constamment). On isole alors aussi parfaitement que possible. La température du solide du vase A s'élève jusqu'au point de fusion. On attend encore 15 minutes, puis on envoie le courant dans la bobine, en agitant bien le solide (qui est sous la forme de petits grains se prêtant à une agitation facile). Lorsque tout le solide est fondu (température à nouveau croissante), on note le temps t, et l'intensité du courant qui a traversé la bobine pendant l'expérience.

Résultats. — Benzophénone $L = 21,70$ cal. g,
Phénol $L = 29,06$ cal. g,
Soufre (monoclinique) $L = 8,85$ cal. g.

Suivent des considérations théoriques : on suggère une théorie de la fusion, en se plaçant au point de vue de la théorie des quanta, avec emploi de la formule de Debye pour l'énergie. Dans quelques cas, l'existence de vibrations intra-moléculaires, et de rotation, est probable pour les molécules liquides. — L. Brüninghaus

Chaleurs latentes de vaporisation et de dilatation. — **Hammick (D.-L.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 570-594]. — Soit $\frac{a}{v^2}$ la pression interne d'un liquide et $\alpha = -\left(\frac{1}{a}\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}T}\right)_v$, la chaleur de dilatation est, d'après Davies :

$$\lambda_d = \frac{a}{v}(1 + \alpha T).$$

Pour $T = 0$ on trouve $\lambda_d = \frac{a}{v_0}$, expression identique à celle de la chaleur latente de vaporisation au zéro absolu donnée par Bakker. Y a-t-il une relation valable à toutes les températures entre la chaleur de vaporisation et la chaleur de dilatation ?

La variation d'énergie interne pendant la vaporisation à T° vaut

$$H = \int_0^T C_v \,\mathrm{d}T - \int_0^T c_v \,\mathrm{d}T,$$

C_v et c_v étant les chaleurs spécifiques à volume constant du liquide et de la vapeur. S'il y a un changement de l'état d'agrégation moléculaire, il faut ajouter un terme h

$$\lambda_{vap} = \lambda_d + H + h.$$

Une table relative à 30 liquides dont les molécules sont regardées comme non associées montre que la chaleur de vaporisation est égale à la chaleur de dilatation au point d'ébullition, donc

$$C_v - c_v = 0.$$

Aux autres températures il n'y a pas égalité. — R. Fortrat.

Sur une équation d'état révisée — Porter (A.-W.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 1020-1024]. — Modification à l'équation de Diéterici. L'auteur propose la forme réduite

$$\alpha = \gamma F(\beta) \exp \frac{1}{\gamma^n \beta}$$

(α = pression réduite, β = volume réduit, γ = température réduite).

Pour l'isopentane, cette formule représente bien l'expérience à la température critique en faisant

$$F(\beta) = \frac{14}{4\beta - 1}$$

et

$$n = 2.$$

A. Foch.

Propriétés physiques des systèmes liquide-vapeur. — **Swientoslawski (I.-W.)** [*Roczniki Chem.*, **1** (1921), 276-296, 297-304]. — L'auteur part des relations

$$\tau = \frac{T}{T_c} \qquad \frac{d_c}{d} = K = f(\tau).$$

La valeur de K augmente avec le poids moléculaire du liquide et par conséquent

son degré d'association. La proportion des molécules non associées est donnée par $y = 100 \frac{K}{K_A}$ (pour 100) K et K_A étant les constantes relatives à un liquide non associé et à un liquide associé à la même température réduite. Application aux alcools méthyl, éthyl et propylique et à l'eau. La constante joue un rôle important dans un grand nombre de phénomènes (relation entre la constante capillaire et la diminution de pression à l'intérieur du ménisque dans un tube capillaire, pression osmotique, constante de la loi de Trouton).

Entre $\tau = 0{,}5$ et $\tau = 0{,}95$ on a $\frac{d_c^2}{T \log_e K} = C^{te}$ ou d_c est la densité du liquide.

Les liquides associés font exception. — P. Job.

Une modification de l'équation de Van der Waals. — **Boynton** (W.-P.) et **Bramley** (A.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 548-549]. — L'équation relative à un gaz idéal, et celle de Van der Waals constituent d'excellentes première et seconde approximations. L'auteur en suggère une troisième :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \frac{\frac{T^2}{\psi^2}}{1 + \frac{T^2}{\psi^2}}.$$

Il en déduit des expressions, assez compliquées d'ailleurs, de la chaleur spécifique à volume constant, de l'énergie interne et de l'entropie d'un gaz, dans le cas général. — L. Brüninghaus.

Pression de vapeur du calcium métallique. — **Pilling** (N.-B.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 362-368]. — Dans ces expériences un fil de calcium étiré est enroulé en hélice et placé dans un tube de verre dans lequel on fait le vide, et que l'on chauffe ensuite pendant un temps déterminé, et à une température fixée. De la perte de masse due à l'évaporation, on déduit la pression de vapeur, en se servant d'une formule basée sur la théorie cinétique, et comportant un terme correctif pour tenir compte de la réflexion des molécules par les parois du tube chaud. On a traité ce terme comme une constante de l'appareil, que l'on a déterminée en faisant porter les mesures préliminaires sur le zinc et le cadmium, dont les pressions de vapeur sont connues. Le calcium employé contenait 1,6 pour cent de magnésium et 1,25 pour cent de chlorure de calcium. Les valeurs obtenus entre 500 et 700° C sont bien représentées par la formule : $\log p = 9{,}73 - \left(\frac{10170}{T}\right)$, les équations correspondantes pour le zinc et le cadmium étant respectivement $9{,}41 - \left(\frac{7070}{T}\right)$ et $9{,}02 - \left(\frac{5940}{T}\right)$.

La pression de vapeur du calcium liquide, calculée au moyen de l'équation de Richard qui relie les pressions de vapeur des phases liquide et solide, est donnée par l'équation $\log p = 9{,}27 - \left(\frac{9670}{T}\right)$. D'après cette équation, le point d'ébullition serait à 1240° C. — L. Brüninghaus.

Vérification de l'équation de compressibilité des liquides à l'aide des nombres d'Amagat et Bridgman. — **Carl (H.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **101** (1922), 238-268]. — A l'aide de considérations différentes de celle de Van der Waals, A. Wohl a établi une équation d'état applicable aux liquides. C'est

$$e^{\frac{v_0 - v}{A}} = 1 + \frac{p - p_0}{K - p_0} \quad (1) \qquad \text{ou} \qquad A = v_o . \alpha, \quad (2)$$

α étant un coefficient variable avec le liquide et K, la pression interne. Wohl a vérifié que cette équation s'appliquait à l'éther (mesures d'Amagat de 0 à 80° C). De plus K dépend simplement de la température; on aurait

$$K = b\tau - c \quad (3)$$

ou τ désigne le rapport $\frac{T_c}{T}$ de la température absolue critique à la température absolue de l'expérience.

L'auteur a étudié la façon dont ces relations s'appliquent aux nombres expérimentaux d'Amagat et Bridgman.

Les substances normales ont un α constant (indépendant de T).

L'eau montre une anomalie bien connue jusqu'aux pressions de 2 500 kg : cm²; l'alcool éthylique de même jusqu'à 1 000 kg : cm².

A part ces deux exceptions la concordance des résultats calculés avec les nombres d'Amagat est remarquable; les résultats de Bridgman se représentent moins bien.

La relation (1) peut se mettre sous une forme réduite

$$\frac{v_0 - v}{v_0} = \alpha \log \left(1 + \frac{\pi\beta}{\tau - \gamma}\right).$$

Une table donne pour les 12 corps étudiés les valeurs de α, β, γ.

E. DARMOIS.

Théorie de la dégénérescence des gaz. — **Mache (H.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **2** (1921), 31-32]. — Si on a $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \psi c_v$, où ψ est fonction du volume seul, l'équation d'état est de la forme :

$$p + \lambda' = C\psi\theta\Phi\left(\frac{T}{\theta}\right),$$

où C est une constante, et λ' et θ sont fonctions du volume seul, avec $\theta = e^{-\int\psi dv}$; l'équation des adiabatiques est $\frac{T}{\theta} = C^{te}$.

Cette proportionnalité du coefficient d'augmentation de pression à la chaleur spécifique est réalisée pour les gaz monoatomiques à basse température; on a $\theta = Av^{-\frac{2}{3}}$; l'équation des adiabatiques est $Tv^{\frac{2}{3}} = C^{te}$ et l'équation d'état, en admettant qu'on puisse appliquer la formule d'Einstein, est :

$$p - \frac{B}{v}\theta = \frac{R}{v}\theta \frac{1}{e^{\frac{\theta}{T}} - 1}.$$

G. BRUHAT.

Recherches sur l'équation d'état : II. L'équation d'état principale. — III. Les équations d'état des substances réelles. — IV. L'équation de compression des liquides (équation d'état des substances très condensées). — **Wohl** (A.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **99** (1921), 207-225 ; 226-233 ; 234-241]. Suite à un premier mémoire de l'auteur [Id., **87** (1914), **1**] ; il propose une équation du genre de celle de Van der Waals à **4** constantes

$$\left(p - \frac{c}{v^3}\right)(v - b) = RT - \frac{a}{v} \cdot$$

En supposant qu'au point critique, 4 valeurs de v sont confondues, on en tire une équation réduite. Les valeurs calculées pour a, b et R sont

$$\text{(Wohl)}\left\{\begin{aligned} a &= 0{,}4267\,\frac{R^2T_c^2}{p_c} \\ b &= \frac{1}{15}\,\frac{RT_c}{p_c} \\ R &= \frac{15}{4}\,\frac{p_c v_c}{T_c} \end{aligned}\right. \qquad \text{(Van der Waals)}\left\{\begin{aligned} a &= 0{,}4219\,\frac{R^2T_c^2}{p_c} \\ b &= \frac{1}{8}\,\frac{RT_c}{p_c} \\ R &= \frac{8}{3}\,\frac{p_c v_c}{T_c} \cdot \end{aligned}\right.$$

La signification théorique de la nouvelle formule est assez imprécise. En se bornant aux pressions inférieures à p_c, adoptant pour R une valeur universelle, pour a et c une variation identique avec T pour tous les corps, on représente convenablement H^2, He, A, CO^2, C^5H^{12}, C^2H^6O. Le coefficient de température de a serait proportionnel à $\frac{T_c}{T}$; celui de c à $\left(\frac{T_c}{T}\right)^{\frac{4}{3}}$ (vérifications sur l'isotherme critique et la courbe de liquéfaction). L'équation ainsi essayée (principale) serait celle d'une substance idéale moyenne qui suivrait la loi des états correspondants. Pour les substances réelles, il serait nécessaire d'utiliser des relations plus compliquées se distinguant en particulier par la valeur du rapport $s = \frac{RT_c}{p_c v_c}$ ·

Pour les liquides, l'équation serait du genre $v = v_0\left(1 + \log \frac{K + p}{K + p_0}\right)$·

E. Darmois.

L'équation caractéristique de l'eau à l'état liquide et gazeux. — Tumlirz (O.) [*Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien., Abt. IIa*, **130** (1921), 93-133]. — L'auteur remplace l'expression de la pression interne donnée par Clausius, $P = \frac{\rho^2\Theta_{(T)}}{(1+\beta\rho)^2}$ par l'expression $\rho^2\Theta_{(T)}f(\rho, T)$, et propose pour l'eau l'équation caractéristique :

$$p + \frac{B.10^{\frac{1}{4\alpha T}}}{v^2} \cdot \frac{1-\eta}{1+\eta} = \frac{RT}{v} \cdot \frac{v+\alpha}{v-a}$$

avec :

$$\eta = \frac{A\left[1-\lambda(t-\tau).10^{-\left(c-\frac{\alpha\sqrt{(t+2\tau)^2+3\tau^2}}{5+8\alpha^3t^4}\right)t}\right]\sqrt{1+\frac{2}{3}\alpha^2 t^5 (v-a)^2.10^{-\mu p\left(v+3\alpha\sqrt{\tau}\right)^3(k-t)^2}}}{v(v-b)\sqrt{T}\left[1+\frac{(2+2\alpha t+3\alpha A p)\,pv^3}{3a(v+a)\,T\sqrt{T}}\right]}$$

v est le volume de 1 kg d'eau en m³ ; p, la pression en mm de Hg et t, la température centigrade. Les valeurs des constantes sont :

$R = 3{,}4620$ $a = 0{,}00067759$ $B = 3{,}4620$

$A = 1{,}223945.10$ $b = 0{,}000158956$ $\lambda = 0{,}00021459$

$\tau = 3{,}5092$ $\alpha = 0{,}00067759$ $c = 0{,}020725$ $\mu = 0{,}0110444$ $k = 362{,}8.$

Le mémoire contient 27 pages de nombres permettant la comparaison entre les valeurs fournies par l'équation et les diverses données expérimentales connues de $-10°$ à $+375°$C, et de 2 mm de Hg jusqu'à 10 000 atmosphères. — G. Bruhat.

Cohésion et équation d'état dans les gaz formés de dipôles. — **Falkenhagen (H.)** [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 87-95]. — Dans le cas de gaz formés de quadripoles, Debye [1] a interprété au point de vue qualitatif l'attraction de Van der Waals par l'hypothèse de forces électriques qui s'exercent entre les molécules, que l'on peut se représenter comme des systèmes de charges.

On peut calculer quantitativement cette attraction dans le cas de gaz constitués par des dipôles. En écrivant l'équation d'état sous la forme de Kamerlingh-Onnes :

$$\frac{pv}{T} = 1 + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \dots\dots$$

(p, pression ; v, volume moléculaire ; T, température absolue ; R, constante des gaz ; B, C... second, troisième, etc. coefficient du viriel), on pourra se borner à calculer la loi qui relie B à la température pour obtenir au même temps celle qui concerne l'attraction. Le calcul, basé sur le principe de Maxwell-Boltzmann et conduit selon les idées de Gibbs [2], donne finalement

$$B = \frac{2\pi}{3} N d^3 \left[1 - b_1 \frac{\theta}{T} - b_2 \left(\frac{\theta}{T}\right)^2 - \dots\dots\right] \quad (1)$$

où θ désigne une température caractéristique pour le gaz considéré, liée au travail de dissociation de deux dipôles associés ; d, le diamètre de la molécule ; b_1, b_2,... des fonctions connues, mises sous forme de polynomes, d'une variable caractéristique de la molécule.

Ce résultat est contrôlé expérimentalement pour l'anhydride sulfureux entre 58° et 183°. Les valeurs de B observées, ou calculées d'après (1), sont en bon accord ; celles que donne la formule de Van der Waals en sont au contraire assez différentes. Il en est encore de même pour NH^3, et même pour H^2O, malgré une certaine incertitude des résultats expérimentaux.

Dans le cas de CO^2 au contraire, il y a désaccord entre la théorie et l'expérience comme on pouvait s'y attendre : le moment électrique de la molécule de ce gaz est en effet considérablement plus petit que dans les trois gaz précédents,

(1) P. Debye, *Phys. Zeits.*, **21** (1920), 178.

(2) W. Gibbs. Bases élémentaires de la mécanique statistique

et peut être négligé au point de vue des effets extérieurs. Au point de vue de la cohésion, CO^2 se comporte comme un gaz où interviennent essentiellement des moments de quadripôles.

Dans le cas des dipôles, on peut aussi introduire dans le calcul le frottement intérieur, envisagé qualitativement par Debye dans le cas des quadripôles. Ce calcul est du moins possible avec une certaine approximation dans le cas de températures élevées et obtient encore dans ce cas une bonne vérification expérimentale pour les trois premiers gaz. — M. PAUTHENIER.

Cohésion et équation d'état dans les gaz à dipôles. — **Falkenhagen** (H.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **1** (1921), 161-164]. — Modification de la théorie cinétique en admettant que les molécules sont des dipôles (ou des quadripôles) et que la cohésion est une force électrique. — R. FORTRAT.

Sur le calcul des moments des quadripôles moléculaires à partir de l'équation d'état. — **Keesom** (W.-H.) [*Proc. Amst.*, **24** (1922), 162-167]. — La considération de l'équation d'état de l'hydrogène montre qu'on peut, au moins en première approximation, regarder l'attraction des atomes dans la molécule comme due au champ d'un quadripôle. Cette attraction est la résultante de deux effets : 1° attraction directe des pôles de noms contraires des atomes voisins; 2° déplacement relatif des pôles sous l'influence de cette attraction. L'auteur trouve pour ce quadripôle une valeur notablement plus faible que Debye. Il corrige la valeur donnée dans un mémoire antérieur et affectée par une erreur de calcul. Il cherche l'influence de la polarisation des atomes et la trouve trop faible pour expliquer l'écart de sa valeur avec celle de Debye. — R. FORTRAT.

THERMODYNAMIQUE.

Sur le fondement statistique de la thermodynamique chimique. — **Schottky** (W.) [*Ann. der Phys.*, **68** (1922), 481-544]. — L'auteur fait d'abord remarquer que les questions fondamentales de la statistique chimique ne sont pas encore résolues : c'est ainsi que les différents auteurs attribuent des significations différentes aux variations d'entropie qui sont produites, non pas par des modifications physiques, mais par des modifications du nombre de particules d'un système ; c'est ainsi que la portée des travaux d'Ehrenfest et Trkal est restreinte par l'hypothèse qu'ils ont admise, que chaque atome est entièrement défini, au point de vue statistique, par ses trois coordonnées et ses trois quantités de mouvement dans l'espace d'extension en phase. Le présent mémoire cherche surtout à poser les questions d'une façon correcte, plutôt qu'à les résoudre.

Le paragraphe 1 légitime l'introduction de la statistique chimique à côté de la thermodynamique chimique. Il rappelle que pour obtenir les données nécessaires à l'étude d'un système il ne suffit pas de réaliser des mesures thermiques sur le système en dehors des transformations, mais qu'il est nécessaire d'étudier une transformation chimique réversible à température constante. Les lois théoriques, comme le théorème de Nernst, ont pour but de suppléer à cette étude lorsqu'elle est impossible expérimentalement. L'auteur montre pourquoi les limites de validité du théorème de Nernst sont très restreintes, et comment il incombe à la statistique chimique de reconnaître ces limites et de trouver les lois qui doivent le remplacer quand on les dépasse.

Le paragraphe 2 montre que le système doit être représenté par une extension en phase comprenant les coordonnées et les quantités de mouvement de toutes les

particules — noyaux atomiques et électrons — qui le constituent. La difficulté est d'y représenter les états qui correspondent à un équilibre imparfait : il faut introduire, dans la définition même de l'entropie, l'hypothèse fondamentale de la théorie statistique, que, pour des conditions extérieures données, il y a une infinité d'états possibles.

Le paragraphe 3 étudie une difficulté spéciale à la statistique chimique, la permutabilité des particules identiques entre elles. Schottky partage l'espace d'extension en phase en compartiments et distingue les cas où les permutations peuvent se faire entre tous les compartiments, ou seulement entre certains groupes de compartiments. Il montre que l'on ne peut obtenir de résultats corrects, c'est-à-dire d'accord avec l'expérience, que lorsque les résultats sont indépendants du nombre de compartiments parcourus en réalité par le système.

Enfin le paragraphe 4 s'occupe des fluctuations du nombre de particules, et montre que l'expression statistique de l'entropie n'en dépend pas en première approximation.

La conclusion de ce mémoire, qui sera suivi d'un second mémoire aboutissant au calcul des travaux chimiques et des constantes chimiques, est qu'il est possible de décomposer les fonctions thermodynamiques en une somme de termes, se rapportant chacun à une phase du système. — G. Bruhat.

Sur quelques questions fondamentales de la théorie de la chaleur. — **Boguslawski** (S.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 209-219]. — L'auteur recherche la signification mécanique des données thermiques, température, entropie, potentiels thermodynamiques. Il ne considère pas la notion de probabilité comme une notion mécanique, et ne veut pas y faire appel ; il cherche à exprimer les lois de la mécanique comme celles de la thermodynamique par des principes de minima, identiques pour les deux disciplines. Il se borne à des systèmes mécaniques dont le mouvement est périodique, quelles que soient les valeurs des variables extérieures et des constantes d'intégration, la période τ étant naturellement fonction de ces valeurs. Il définit une fonction $\psi' = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau (U - T)\,dt$, et exprime le principe d'Hamilton sous la forme $\delta\psi' = 0$: la fonction ψ' possède toutes les propriétés formelles de l'énergie libre ψ, qui permet également de mettre les lois de la thermodynamique sous la forme $\delta\psi = 0$. On peut alors définir pour le système mécanique des fonctions θ' et η', qui interviennent dans les équations comme la température et l'entropie, et une fonction ξ' qui joue le rôle du potentiel thermodynamique à forces données ; en particulier le principe de Maupertuis s'exprime d'une façon analogue au principe de l'entropie, par $\delta\eta' = 0$.

Mais les fonctions θ' et η', analogues à la température et à l'entropie, ne peuvent pas leur être identifiées ; elles contiennent une constante, dont les dimensions sont indéterminées, et dont la signification n'est pas claire : il reste dans les relations qui lient l'entropie η à la fonction η', la température θ à la fonction θ', une fonction arbitraire, dont le choix peut permettre de retrouver la loi de Wien ou la loi de Rayleigh.

L'auteur montre que la forme qu'il donne au principe fondamental de la mécanique permet dans certains cas (rotation d'un solide autour d'un point fixe, mécanique, céleste) de rechercher quels sont les mouvements stables ; il indique comment son mode de raisonnement pourrait être utilisé dans la théorie des quanta. Les conditions de stabilité dynamique qu'il permet d'exprimer seraient également utiles dans l'étude des modèles d'atomes : le critère de stabilité obtenu en cher-

chant le minimum de l'énergie potentielle n'est pas valable pour des modèles dynamiques, ou du moins n'est valable que si le système possède en outre une entropie constante. Les considérations développées précédemment laissent penser que l'entropie doit s'exprimer par quelque intégrale de la théorie des quanta et il est possible que la condition du minimum d'énergie, jointe aux conditions de quanta, conduise aux modèles exacts.

Après avoir ainsi montré que l'on peut espérer obtenir, à partir du principe de la moindre action, une synthèse de la plupart de nos connaissances tant sur l'atome que sur les phénomènes chimiques, thermodynamiques, mécaniques et sur ceux qui sont justifiables de la théorie des quanta, l'auteur montre également que le mode de raisonnement qu'il propose peut éclairer quelque peu les principes de la mécanique statistique : il permet de justifier les calculs de moyennes faits sur l'énergie cinétique totale, sans pouvoir fournir d'indications sur la façon dont elle se partage entre les différents degrés de liberté. Enfin, l'auteur montre que, dans l'état actuel de nos connaissances, il est impossible d'étendre ces considérations à des mouvements non périodiques. De tels mouvements possèdent non pas un seul invariant adiabatique, mais plusieurs ; ils ont en somme un certain nombre d' « entropies partielles », et nous ne savons pas comment construire, à partir de ces entropies partielles, l'entropie qui, physiquement, est unique.

Ces considérations se rattachent directement aux anciens travaux de Helmholtz et Boltzmann, repris récemment par Ehrenfest à propos des invariants adiabatiques. — G. Bruhat.

Remarques sur l'hypothèse de Nernst. — **Bruhat (G.)** [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 1-14].

La valeur absolue de l'entropie et ses variations relatives. — **Njegovan (V.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 313-322]. — Lorsque l'on calcule par la méthode de Planck-Nernst la valeur de l'entropie des gaz et que l'on étudie les variations relatives de cette grandeur avec la température et la pression, on s'aperçoit qu'elles sont du même ordre et qu'elles varient dans le même sens que les chaleurs spécifiques à volume constant. Si l'on définit le « cas idéal » comme celui où la chaleur spécifique est constante, il est logique d'admettre que l'entropie l'est aussi. Il faut dès lors modifier la définition d'un processus irréversible, puisqu'il en existe où l'entropie reste constante ; mais alors il y a augmentation des autres facteurs de *quantité* (volume, surface, etc...). — P. Job.

Sur les relations entre la thermodynamique classique et la statistique des quanta. — **Smekal (A.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **2** (1921), 47-49]. — Dans la thermodynamique classique, le volume élémentaire de probabilité est indéterminé ; mais, pour que la constante de l'entropie reste la même pour différents états, il doit être un invariant adiabatique au sens d'Ehrenfest. Il en résulte que le domaine d'extension en phase de la mécanique statistique classique possède une structure déterminée. — G. Bruhat.

Contribution à la thermodynamique des réseaux cristallins. — **Born (M.) et Brody (E.)** [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 327-352]. — Les auteurs reviennent d'abord sur un résultat donné précédemment par Born, que la loi de Grüneisen — proportionnalité du coefficient de dilatation à T^3 — n'était pas exacte. Cette loi est exacte et le résultat précédemment trouvé provenait de l'emploi d'une méthode d'approximation dans des conditions où elle n'est pas valable.

Les auteurs développent leurs calculs pour un réseau du type du sel gemme; ils calculent, par la méthode d'approximation de Debye, les constantes d'élasticité, les longueurs d'onde des rayons restants et les coefficients de dilatation. Ils partent de l'hypothèse que la cohésion provient de l'attraction électrostatique des ions, à laquelle s'ajoute une force proportionnelle à r^{-n}. Ils calculent l'exposant n à partir des densités et des compressibilités; ses valeurs, pour différents cristaux (NaCl, NaBr, NaI, KCl, KBr, KI) sont comprises entre 7 et 10. En comparant les constantes d'élasticité calculées aux constantes observées, ils trouvent que la force proportionnelle à r^{-n} est répulsive lorsqu'elle s'exerce entre deux ions de signes contraires, attractive lorsqu'elle s'exerce entre deux ions de même signe, et que, pour la même distance, la force attractive est environ deux fois plus petite que la force répulsive. Les mêmes calculs donnent pour les longueurs d'onde des rayons restants des valeurs en bon accord avec celles que fournit l'expérience.

Enfin les auteurs calculent la constante γ de Mie et Grüneisen, qui représente le rapport du coefficient de dilatation à la chaleur spécifique; ils donnent ses valeurs numériques pour $T = 0$ et $T = \infty$; les valeurs expérimentales, à la température ordinaire, sont bien comprises entre ces limites. Sur ce point la théorie a encore besoin de perfectionnements, les méthodes d'approximation n'étant pas suffisantes.

Ils estiment apporter par leurs résultats une confirmation de l'hypothèse de l'explication électrostatique des forces de cohésion. — G. Bruhat.

Thermodynamique moléculaire. — **Cavanagh (B.-A.-M.)** [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 606-636]. — On montre qu'il est possible de baser l'exposé moléculaire de la thermodynamique d'un système quelconque de phases sur une hypothèse très large relative à la forme des fonctions qui relient l'énergie totale et le volume par unité de masse aux divers facteurs d'action dont dépend l'état d'équilibre du système.

Cette *thermodynamique moléculaire*, qui est un peu moins générale que la *thermodynamique générale* prend sa source dans l'ouvrage classique de Planck relatif à une solution très diluée dans un solvant simple non associé, et que l'auteur s'est proposé de généraliser. — L. Brüninghaus.

Thermodynamique moléculaire. — **Cavanagh (B.-A.-M.)** [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 226-247]. — Les théories de la thermodynamique générale négligent d'ordinaire les différentes espèces de molécules existant dans une « phase ». Or Planck avait déjà indiqué antérieurement que dans certains cas, le nombre d'espèces différentes de molécules pouvait être une variable indépendante, aussi bien que la température et la pression. Le mémoire actuel est basé sur l'idée qu'il y a lieu de considérer cette affirmation, non comme une possibilité, mais comme une nécessité; partant de l'expression classique des potentiels thermodynamiques des gaz, il applique à chaque espèce de molécule existant dans une solution cette expression; il montre en particulier que, pour de telles solutions infiniment diluées, les lois de Raoult-Van t'Hoff sont encore valables. Il donne d'autre part des termes linéaires du potentiel thermodynamique une expression qui permet de considérer des solutions *parfaites*, c'est-à-dire satisfaisant aux équations thermodynamiques, pour des concentrations relativement grandes. — A. Foch.

Thermodynamique moléculaire. — **Cavanagh (B.-A.-M.)** [*Phil. Mag.*, 44 (1912), 610-640]. — Théorie thermodynamique des solutions. — R. Fortrat.

Mouvement restreint des molécules aux très basses pressions : une limite d'applicabilité de la seconde loi de la thermodynamique. — Fairbourne (**A.**) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 1047-1056]. — L'auteur montre que, si la pression du gaz est assez basse pour que le libre parcours moyen des molécules soit grand, il est possible de créer au sein de la masse gazeuse des différences de pression, permettant ultérieurement d'obtenir un travail, en disposant dans le gaz un tube ouvert, cylindrique ou conique et à parois parfaitement polies. Ainsi se trouve théoriquement réalisable une exception au deuxième principe de la thermodynamique, prévue par Maxwell sous une autre forme irréalisable, même théoriquement. — L. Brüninghaus.

Sur l'emploi de l'air comme agent frigorifique. — Leblanc (**M.**) [*C. R.*, **174** (1922), 1505]. — Il y aurait les plus grands avantage dans l'industrie du froid, à employer l'air comme agent frigorifique. Le cycle théorique d'une machine à air comprend deux adiabatiques et deux isobares, et son rendement théorique est égal à celui d'un cycle de Carnot décrit entre la température du gaz à la sortie de son refroidisseur et sa température à l'entrée du réfrigérant. Le cycle réel diffère très peu de ce cycle théorique, contrairement à ce qui a lieu pour une machine à ammoniac : cela est dû à ce que l'action des parois est sensiblement nulle, avec l'air. En revanche, le rendement mécanique d'une machine à air est très inférieur à celui d'une machine à ammoniac ; cela tient à ce que les deux adiabatiques sont décrites d'une part dans un compresseur et d'autre part dans un détendeur disposé comme une machine à vapeur ordinaire : le matériel est énorme et le rendement mauvais. Dans le cas où l'on ne veut produire que de faibles différences de températures, ce qui est le cas ordinaire, il est beaucoup plus avantageux d'échanger l'air contenu dans le cylindre en faisant balayer celui-ci par de l'air plus chaud ou plus froid, à l'aide d'un ventilateur, *en laissant le piston immobile*. Le rendement réel devient alors équivalent à celui d'une machine à ammoniac. — A. Blanc.

Sur une nouvelle machine frigorifique à air. — Leblanc (**M.**) [*C. R.*, **174** (1922), 1589]. — Description de la machine dont le principe a été donné dans la note précédente. — A. Blanc.

Remarques sur les températures extrêmes dans le diagramme des moteurs à explosion. — Schwob (**L.**). [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 359-360].

Quelques considérations sur les moteurs thermiques. — Schwob (**L.**) [*R. G. E.*, **12** (1922), 267-272]. — Dans cet article, l'auteur étudie et compare les rendements des moteurs actuellement utilisés. Après avoir signalé l'importance du rapport du travail d'admission et de détente D, au travail de compression C, il envisage séparément ces quantités ; puis les appliquant au moteur Diesel, il en calcule les valeurs pour différentes températures au début de la détente. Partant des résultats ainsi obtenus, il étudie s'il serait avantageux, au point de vue des rendements, d'appliquer au moteur Diesel la compression séparée.

La pression des gaz et la seconde loi de la thermodynamique. — Atkinson (**R. d'E.**) **et Fairbourne** (**A.**) [*Nat.*, **110** (1922), 112-114]. — Critique du premier des deux auteurs à une note du second, sur un cas, facile à réaliser, où la seconde loi de la thermodynamique serait en défaut (voir à ce sujet la précédente analyse correspondante). Le raisonnement de Fairbourne n'est pas valable, si l'on tient compte des diverses directions prises par les molécules ; du fait qu'une paroi

réfléchissante est en réalité grossièrement rugueuse à l'échelle moléculaire ; de ce que, en troisième lieu, il y a échange d'énergie cinétique entre la molécule et la paroi au moment du choc. — L. Brüninghaus.

Variations d'entropie dans la détente sans travail extérieur des gaz comprimés. — **Njegovan (V.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 259-263]. – L'entropie est calculée à partir de l'équation de Van der Waals :

$$S = C_v \log_n T + R \log_n (V - B) + \frac{A}{TV} + C^{te}.$$

L'auteur croit pouvoir montrer sur deux exemples que dans certaines transformations irréversibles l'entropie décroît, contrairement aux principe de Carnot. [1° Détente de CO^2 de 70 atm. et 67, 6°C à 50 atm. et 38°C, S passerait de 42,6 à 40,1. 2° Détente de la vapeur d'eau à 400°C de 17 à 7 atm, S passerait de 49,84 à 48, 99 pour 9 atm. et 69,13 pour 7 atm.] P. Job.

L'entropie des éléments et le système périodique. — **Herz (W.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 258-259]. — L'entropie des éléments (valeurs données par Lewis et Gibson) décroît à partir de la colonne des gaz rares, passe par un minimum à peu près au milieu de la table, pour augmenter jusqu'aux halogènes. Dans les familles horizontales, l'entropie augmente avec le poids atomique. — P. Job.

Sur le principe de Le Chatelier-Braun. — **Benedicks (C.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 100 (1922), 42-51]. — Certains recommandent d'introduire ce principe dans l'enseignement où il remplacerait qualitativement celui de Carnot. On rencontre ainsi des ouvrages où il est formulé de façon inexacte. Chwolson par exemple l'énonce : « Une cause extérieure provoque directement une variation du paramètre x qui fixe l'état du système ; il se produit alors une variation d'un autre paramètre y qui a lieu dans un sens tel qu'elle diminue celle de x ». Par une série d'exemples empruntés surtout à la métallographie (extension d'un barreau, action de la pression sur la densité, transformation austénite-martensite, etc.), l'auteur montre que, énoncé sous cette forme, le principe est faux. Il est nécessaire de se tenir à l'idée des auteurs et de le considérer comme le critérium de l'équilibre *stable*, c'est-à-dire indépendant du temps, se rétablissant de lui-même après un déplacement accidentel. Ce serait seulement à haute pression et haute température qu'il pourrait acquérir le caractère d'une loi naturelle limite. — E. Darmois.

Sur l'énoncé du principe de l'équivalence. — **Décombe (L.)** [*C. R.*, **172** (1921), 1479]. — Il y a intérêt à remplacer l'équation fondamentale du principe de l'équivalence $\Delta \mathcal{W} + \Delta \mathcal{V} = \mathcal{T} + JQ$ (où $\Delta \mathcal{W}$ est l'augmentation d'énergie cinétique du système, et $\Delta \mathcal{V}$ l'augmentation de son énergie interne) par les deux équations toujours vraies indépendamment l'une de l'autre

$$\Delta \mathcal{V} = \mathcal{T}_c + JQ_c \qquad \text{et} \qquad \Delta \mathcal{W} = \mathcal{T}_n + JQ_n ;$$

où $\mathcal{T}_c$ et Q_c sont le travail et la chaleur *compensés*, qui interviennent dans une transformation réversible effectuée du même état initial au même état général.

J. Villey.

VIII. — CHIMIE PHYSIQUE

CHIMIE

L'industrie de l'azote. — Desch (C.-H.) [*Nat.*, **110** (1922), 670-671]. — Cet article résume la discussion sur l'industrie de l'azote, organisée par la section B (chimie) de la *British Association* à Hull. — L. Brüninghaus.

Le nickel. — [*Cir. Bur. Stand.*, **100** (1921), 1-106]. — C'est une brochure de cent pages rassemblant tous les renseignements considérés comme les plus dignes de confiance et une bibliographie de mémoires originaux et de brevets sur la métallurgie du nickel, ses usages commerciaux, statistique de production, métallographie, propriétés chimiques et physiques d'après les plus récents travaux, effet des impuretés et technologie. La seconde moitié du volume est consacrée aux divers alliages du nickel employés dans la pratique : l'alliage Monel, les cupro-nickels, les maillechorts, les ferro-nickels et aciers au nickel, les alliages pour usages électriques (fours à résistance et constantans) et les alliages résistant à l'attaque des acides.

Les tableaux de chiffres et les courbes les mieux établies, résumant toutes les propriétés intéressantes de ces divers alliages sont donnés dans cette brochure destinée à servir d'aide-mémoire avec renvoi aux travaux originaux.

H. Weiss.

Revision du poids atomique du bismuth. — Analyse du chlorure de bismuth. — Hönigschmid (O.) et Birckenbach (L.) [*Sitz. Ber. Akad. Wiss. München*, (1920), 83-86]. — On détermine les rapports $BiCl^3$: AgCl : Ag. En admettant

$$Ag = 107,88 \qquad \text{et} \qquad Cl = 35,457$$

on trouve

$$Bi = 209,026 \pm 0,009.$$

A. Foch.

Révision du poids atomique du glucinium. — Analyse du chlorure de glucinium. — Hönigschmid (O.) et Birckenbach (L.) [*Sitz. Ber. Akad. Wiss. München*, (1921), 189-194]. — Après avoir décrit la préparation et l'analyse du chlorure de glucinium anhydre, les auteurs donnent les résultats obtenus par la détermination des rapports

$$\frac{BeCl^2}{2\,AgCl} \quad \text{et} \quad \frac{BeCl^2}{2\,Ag}$$

En admettant

$$Ag = 107,88 \qquad \text{et} \qquad Cl = 35,457, \text{ on a}$$
$$Be = 9,017 \pm 0,0013$$

soit 1 pour cent de moins que la valeur internationale. — A. Foch.

Remarques sur les formules spatiales. — Rinne (F.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 408-418]. — On utilise les sphères d'action des ions pour construire des schémas représentant l'arrangement intérieur de quelques cristaux simples. On fait l'hypothèse que les sphères d'action viennent au contact. Elle est vérifiée dans

quelques cas, infirmée dans d'autres. En particulier elle ne donne qu'approximativement la forme du rhomboèdre élémentaire dans CsCl, ICl et KF, HF.

E. Darmois.

Sur l hydrogène à l'état atomique. — **Bodenstein (M.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **3** (1922), 40-41]. — L'auteur a mesuré, par l'emploi de courants alternatifs, la vitesse de diffusion de l'hydrogène dans le métal de la cathode. Il se produit les deux transformations successives :



$$H^+ + e = H, \qquad 2H = H^2$$

la seconde n'étant pas très rapide. La concentration en atomes H à la cathode est notable; elle détermine la vitesse de diffusion et la différence de potentiel :

$$\varepsilon = 0{,}054 \log \frac{KC_H}{C_{H^+}} \cdot$$

Quelques réactions de l'hydrogène (formation d'eau avec l'oxygène, d'ammoniaque avec l'azote) ont pu être mises en évidence sur la face postérieure de la cathode. — G. Bruhat.

Nouvelle révision de la densité du gaz oxygène. — **Moles et Gonzalès** [*C. R.*, **173** (1921), 355]. — Mesures de densités effectuées sur l'oxygène fourni par les diverses préparations chimiques (permanganate, chlorate, oxyde mercurique, oxyde d'argent, électrolyse). Aucune divergence systématique n'a été observée. Elles donnent comme moyenne pour la masse du litre à 0° C et sous la pression de 760 mm de mercure, la valeur 1,42891, plus faible que celle généralement admise jusqu'ici comme la plus probable (1,42905) mais concordant avec la moyenne des 170 mesures publiées antérieurement par dix auteurs différents. — J. Villey.

Constantes physiques de l'ozone. — **Riesenfeld (E.-H.) et Schwab (G.-M.)** [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 12-22]. — L'auteur détermine expérimentalement les constantes physiques de l'ozone (point de fusion, point d'ébullition, température critique, densité du liquide, etc.). D'autre part, il les calcule : 1° d'après le principe classique des états correspondants; 2° d'après la théorie des quanta relative aux états correspondants établie par Byk en 1921. Ce dernier principe doit être préféré au premier, en effet les nombres auxquels il conduit sont en meilleur accord avec l'expérience, et de plus il permet d'expliquer pourquoi O^3 s'écarte moins que O^2 de la théorie classique.

Comme autre conclusion de son étude, l'auteur affirme que l'ozone est formé uniquement de molécules O^3 sans molécules O^n d'indices plus élevés.

M. Hanot.

Volume spécifique de l'ammoniaque liquide. — **Cragoe (C.-S.) et Harper (D.-R.)** [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1921), 287-315]. — Déterminations effectuées au picnomètre, sur sept échantillons d'ammoniaque, préparés par des méthodes différentes. Les mesures ont été faites entre 78 et 100° C. Les picnomètres en partie remplis d'ammoniaque liquide, étaient placés dans un thermostat réglé au centième de degré. On lisait alors la position du ménisque sur le capillaire, on pesait ensuite, puis on refaisait une nouvelle pesée, l'appareil étant rempli d'air.

Les résultats sont représentés par la formule.

$$u = \frac{4{,}9830 + 0{,}813055\sqrt{133 - \theta} - 0{,}0082807\,(133 - \theta)}{1 + 0{,}424805\sqrt{133 - \theta} + 0{,}015938\,(133 - \theta)}$$

u étant exprimé cm^3 et θ en degrés centigrades. — E. Salles.

Liquéfaction du carbone. — Ryschkewitsch (E.) [*Zeits. f. Elektroch.*, 27 (1921), 445-452]. — Le carbone pur, chauffé dans un four à résistance, dans une atmosphère privée d'oxygène, peut être liquéfié à la pression ordinaire. En protégeant soigneusement l'appareil contre le refroidissement on peut observer la fusion pour une densité de courant de 10 ampères par cm^2. En employant du graphite pulvérisé (0,4 mm de diamètre) on peut obtenir des cristaux de graphite assez gros et bien formés. Enfin la température de sublimation est très voisine de la température de fusion. — P. Job.

Propriétés du carbone aux hautes températures. — Sauerwald (F.) [*Zeits. f. Elektroch.* 28 (1922), 183-185]. — L'auteur a montré que, même dans les charbons les plus purs, la surface s'enrichit en impuretés, sous l'influence de la chaleur; il y a alors abaissement du point de fusion. C'est sans doute ce qui s'est produit dans les expériences de Ryschkewitsch [*Zeits. f. Elektroch.*, 27 (1921), 445] qui ne démontrent pas que la fusion du C pur est possible à la pression atmosphérique. — P. Job.

Remarques à propos de la note précédente. — Ryschkewitsch [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 185-186]. — Les expériences de Sauerwald n'ont pas été faites dans les mêmes conditions que celles de l'auteur et n'infirment en rien ses conclusions. — P. Job.

Sur l'influence d'une dessiccation intensive sur les transformations internes. — Smits (A.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 100 (1922), 477-478]. — L'auteur appelle l'attention sur des expériences peu connues de Baker [*Trans. Chem. Soc.*, 51 (1912), 2339] sur le séchage intensif des *liquides*. N^2O^4 préparé à la façon habituelle bout à — 2° C; séché sur P^2O^5, il commence seulement à bouillir à + 43° C. N^2O^4 ordinaire bout à 22° C; très sec il se vaporise sans bouillir, même à 69° C. L'auteur pense que la dessication arrête les transformations du système; le procédé serait l'un des meilleurs que nous connaissions pour établir la nature complexe d'une phase homogène d'une substance présentant plusieurs états allotropiques. Les constituants seraient probablement séparables ultérieurement.

E. Darmois.

L'extrême sensibilité du cuivre chauffé à l'action des atmosphères réductrices. — Fuller (T.-S.) [*Gen. Electr. Rev.*, 25 (1922), 184-188]. — Les propriétés mécaniques nécessaires pour que le métal puisse servir à ses usages habituels sont complètement détruites par chauffage électrique à 800° C, pendant une heure, dans un tube de fer rempli de sable de mer — substances qui ne sont pas d'ordinaire considérées comme donnant lieu à une atmosphère réductrice : le réducteu paraît représenté par la très petite proportion de carbone présente dans le fer, et de matière organique entraînée par le sable de mer.

Dans ces conditions, la ductilité du métal disparaît, par suite de craquelures séparant les grains, et qui résultent probablement de la formation, de l'accumula-

tion, — puis de la pression qui en résulte — d'un gaz dû à la réaction du gaz réducteur sur l'oxyde présent dans le cuivre.

Le cuivre dépourvu d'oxygène n'est pas affecté par ce traitement.

Le cuivre ordinaire est inaltéré par chauffage à 800° dans un tube de fer électrolytique ou de cuivre, au milieu d'une masse d'alumine divisée.

L. Brüninghaus.

Recherches sur la dureté des corps solides ; son rapport avec la constitution chimique. — Reis (A.) et Zimmermann (L.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 102 (1922), 298-358]. — I. Les auteurs passent en revue les nombreuses méthodes déjà proposées pour définir et mesurer la dureté. Elles se classent en deux groupes principaux :

a) *Méthodes dynamiques.* — Un corps étranger se meut sur la surface à essayer ; l'essai peut avoir lieu à la main (Haüy, Mohs) ou mécaniquement (Seebeck, Exner, Martens, etc.) Les auteurs étudient particulièrement les méthodes du type Martens.

b) *Méthodes statiques.* — Le corps étranger se meut perpendiculairement à la surface. Hertz (1882) a essayé de déduire d'un essai de ce genre la définition de la dureté absolue. D'après Huber (1904), les calculs de Hertz seraient à modifier et n'auraient rien à voir avec la dureté absolue.

Dans ce groupe de méthodes, celle de Brinell est techniquement la plus importante : elle est un peu arbitraire, l'expérience montre que l'ordre des duretés peut dépendre des conditions d'essai. Ludwik (1907) a proposé un cône au lieu d'une bille. Meyer (1908) compare les essais de Brinell, Ludwick et Martens. Ce n'est qu'en gros qu'il y a parallélisme entre les résultats des différentes méthodes.

II. Les auteurs se sont proposé d'effectuer des mesures de dureté sur un grand nombre de substances cristallisées. Pour obtenir de gros cristaux, ils emploient soit le refroidissement lent, soit la cristallisation en mouvement (Wulff), soit l'évaporation lente. On fabrique également des pastilles homogènes, obtenues par pression de 5 000 à 12 000 kg : cm^2 et qui servent à étudier la dureté pour les substances cristallisant en trop petits cristaux.

Les faces utilisées sont des faces naturelles, simplement essuyées ou polies, ou bien des faces de clivage ; la dureté trouvée est la même dans les deux cas.

On utilise la méthode de Martens avec quelques modifications permettant d'opérer aux faibles charges (1 g). Les pointes sont en acier (profil à 90°) ; la largeur des traits est mesurée au microscope ; on détermine, suivant Martens, la charge qui correspond à la largeur 10 μ. Elle varie de 0,5 à 20 g. On étudie la précision de la méthode, limitée surtout par la netteté du trait (éclats) ; le phénolsulfonate de Na sert aux comparaisons. On trace la courbe $P = f(l)$ qui donne la relation entre la charge et la largeur du trait. Les courbes de deux substances se coupent souvent ; l'ordre des duretés s'inverse. Ex. : acide cinnamique et acétate de Pb. On trouve dans certains cas des différences de dureté suivant la direction des traits. Ex. : ferricyanure de K, face m (110) ; la dureté varie de 3 à 5. Ces différences ne dépassent jamais 1 : 1,5.

On détermine la dureté des pastilles ; elle est constante quand on a dépassé une certaine pression de façonnage, elle est la même que celle des cristaux. Pour ceux à propriétés vectorielles prononcées, elle a une valeur moyenne.

La dureté des cristaux mixtes est toujours plus grande que la moyenne de leurs éléments.

Les auteurs extraient de leurs tables des exemples relatifs aux différents réseaux.

1° *Réseaux ioniques.*

	NaCl	NaBr	KCl	KBr	KI
	—	—	—	—	—
Duretés.........	3,5	2,0	2,0	1,8	1,3

La dureté diminue quand la distance moyenne des atomes croît, etc. Même résultat dans toute série isomorphe. L'eau de cristallisation diminue la dureté.

2° *Réseaux moléculaires.* — Ils sont donnés par les substances non salines (exception : SiC), les substances très molles ont toujours un réseau moléculaire (sauf type graphite) ; les carbures d'H sont très mous. Le groupe (OH) produit une augmentation de la dureté (sucres), de même (CN), de même (COOH) (acide oxalique). La coexistence de (OH) et (COOH) exagère la dureté. *L'acide tartrique est le plus dur de tous les corps organiques non salins.*

Les sels d'acides organiques sont durs si l'anion est petit, ceux des acides polyacides sont plus durs que ceux des acides mono. Les acides sont plus mous que leurs sels (réseaux respectivement moléculaires et ioniques). La dureté confirme le caractère salin de quelques substances (glycocolle, asparagine),

On peut considérer comme démontré que la dureté selon Martens est une mesure approchée de l'attraction réciproque des éléments constitutifs du réseau. Cette attraction conditionne aussi la chaleur de sublimation (aucune substance très volatile n'est dure) ; l'attraction persiste à l'état liquide (ex. : association des substances hydroxylées). — E. Darmois.

Sur le système brome tellure. Sur la matière du sous-bromure de tellure. — **Damiens** [*C. R.*, **173** (1921), 300]. — L'auteur a effectué sur le système brome-tellure les mêmes études que sur le système iode-tellure [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 270 D]. L'étude de la vaporisation le conduit à conclure que le sous-bromure $TeBr^2$, instable à l'état solide, existe stable à l'état gazeux. — J. Villey.

Recherche magnéto-chimique des constitutions en chimie minérale. Les acides du soufre. — **Pascal (P.)** [*C. R.*, **173** (1921), 712]. — Résultats fournis par la mesure des susceptibilités magnétiques moléculaires des composés oxygénés du soufre. Certains groupements atomiques sont magnétiquement définis, indépendamment de toute théorie de la valence. — A. Blanc.

Recherche magnéto-chimique des constitutions en chimie minérale. Les acides du phosphore. — **Pascal (P.)** [*C. R.*, **174** (1922), 457]. — Extension aux dérivés du phosphore de la méthode d'analyse magnétique déjà appliquée par l'auteur aux composés du soufre. — A. Blanc.

Recherche magnéto-chimique des constitutions en chimie minérale. Les acides de l'arsenic. — **Pascal (P.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1698]. — Mesure de la susceptibilité magnétique moléculaire de composés variés de l'arsenic. L'arsenic combiné possède deux susceptibilités atomiques, suivant le degré de saturation de ses composés, comme cela a lieu aussi pour le phosphore. Les éléments de la troisième famille vérifient la règle d'après laquelle le logarithme de la susceptibilité atomique d'un élément est une fonction linéaire du poids atomique dans chaque famille naturelle. — A. Blanc.

Variétés allotropiques d'oxydes. — **Veil (Mlle S.)** [*C. R.*, **172** (1921), 1405]. — Etude des courbes de conductibilité électrique en fonction de la température, pour mettre en évidence les transformations allotropiques. Le point de Curie apparaît par exemple sur la courbe de conductibilité de l'oxyde de fer magnétique à tem-

pératures croissantes (la courbe de refroidissement ne le manifesterait pas). L'oxyde de vanadium donne une courbe à deux maxima successifs qui indiquerait trois variétés allotropiques, avec températures de transformation vers 200° et 850° C.

J. Villey.

Sur la constitution des halogénures. — Biltz (W.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 52-69]. — On utilise comme critères 1° la stabilité 2° la fusibilité 3° la conductibilité électrique des corps fondus.

1° Comme suite aux déterminations de Wöhler et Streicher, l'auteur a émis en 1914 l'idée que tous les chlorures de Pt et Ir n'avaient pas la même constitution, les chlorures inférieurs étant des sels vrais, les chlorures supérieurs moins stables des sels complexes. Une table donne les températures de dissociation sous une atmosphère et les chaleurs de formation à partir du Cl et de la combinaison inférieure.

$$\text{Ex.} \left\{ \begin{array}{lll} IrCl^4 & t < 100°\,C. & Q < 13 \text{ cal.} \\ IrCl^3 & t = 763°\,C. & Q = 39{,}7 \text{ cal.} \end{array} \right.$$

Les différences sont encore plus nettes pour les chlorures de vanadium et de bismuth.

2° Si on rassemble en deux tables les points de fusion des chlorures inférieurs et supérieurs, les éléments étant groupés d'après le système périodique, on voit que le point de fusion est inférieur à 200° C. pour les éléments des colonnes 3 et suivantes. D'après Kossel, les hauts point de fusion seraient caractéristiques des composés à réseau ionique (hétéropolaires). Il faut, pour les composés à réseau non polaire supposer l'atome central comme « enveloppé » dans l'halogène ; l'ordre des points de fusion des halogénures est d'ailleurs celui même des halogènes, sauf pour les métalloïdes. On est ainsi amené à attribuer à $TiCl^4$, $SnCl^4$, $BiCl^4$, etc..., une constitution analogue à celle des complexes de Werner.

3° Les différences de conductibilité entre chlorures du même élément ont été remarquées déjà par Faraday, puis par Hompe. Il est remarquable que les composés à point de fusion bas sont mauvais conducteurs; ceux à point de fusion élevé bons conducteurs, la différence ne pouvant s'expliquer par une variation de la dissociation. Enfin sans exception, si un élément forme plusieurs chlorures, le plus fusible conduit le plus mal à l'état fondu.

$$\text{Ex.} \left\{ \begin{array}{lll} PbCl^2 & PF. + 501°\,C. & \chi = 1{,}4 \\ PbCl^4 & PF. - 15°\,C. & \chi = 0{,}8 . 10^{-6} \end{array} \right.$$

La conductibilité sera le critère décisif. Une table donne les composés qu'il convient de considérer actuellement comme complexes.

La façon de voir de l'auteur, conforme aux idées de Faraday, est en contradiction avec celles de Walden qui attribue le caractère « sel » à toute combinaison qui donne dans un dissolvant quelconque une conductibilité même minime. L'auteur n'admet pas non plus que la valence d'un élément soit toujours égale au nombre maximum d'atomes négatifs qu'il peut fixer. Il faut tenir compte de la constitution des corps obtenus. Un nouveau tableau et un nouveau graphique sont ainsi donnés pour les éléments du tableau périodique, en excluant les composés ci-dessus.

E. Darmois.

Discussion sur les sels triples. — Wells (H.-L.) [*Amer. Journ. of. Sc.*, **4** (1922), 27-31]. Bien qu'il y ait souvent analogie de formules entre les différents sels triples, il n'existe pas de loi générale relative à leur composition. — P. Job.

Sur la tautomérie des complexes. — **Ley** (H.) **et Grau** (R.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 271-275). — Certains composés nitrés donnent avec les amines aromatiques des produits d'addition qui sont susceptibles d'exister sous 2 formes tautomères.

Ex. : Le 3. 5 dinitrobenzoate de la diéthylanitine est formé de cristaux jaunes clairs. Il se dissout dans l'eau en donnant une solution incolore, conductrice, qu'on doit considérer comme contenant un sel d'ammonium. Au contraire dans l'alcool et l'éther la solution est jaune rougeâtre ; elle contiendrait l'autre forme.

Le sel fond à 93° C à l'air en donnant un liquide clair ; à 70° C sous l'eau en donnant des gouttes jaunes. — E. Darmois.

Sur l'inversion du pouvoir rotatoire des dérivés tartriques. — **De Mallemann** [*C. R.*, **173** (1921), 474]. Suite à des études antérieures [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 269 D] sur l'inversion du pouvoir rotatoire de l'acide tartrique par addition de certains sels (en particulier $CaCl^2$). Des effets analogues s'observent sur les solutions de tartrate. — J. Villey.

Sur les molybdo-malates d'ammonium et de sodium. — **Darmois** (E.) [*C. R.*, **172** (1921), 1486]. — L'étude du pouvoir rotatoire des mélanges d'acide malique et d'anhydride molybdique en proportions moléculaires simples, auxquels on ajoute des proportions croissantes d'ammoniaque, donne des courbes à maximum accentué et coude net : elles confirment l'existence du molybdo-malate d'ammonium antérieurement signalé par l'auteur et caractérisé par un pouvoir rotatoire très élevé. On peut étudier par le même procédé les molybdo-malates des autres bases. — J. Villey.

De l'influence du molybdate d'ammoniaque sur le pouvoir rotatoire de quelques sucres. — **Tanret** (G.) [*C. R.*, **172** (1921), 1363]. — Gernez a montré les modifications de pouvoir rotatoire que subissent les alcools polyatomiques (mannite, sorbite, perséïte) quand on additionne leur solution de molybdate acide d'ammonium. L'auteur a relevé d'importantes variations analogues dans le cas de sucres réducteurs : Pentoses (xylose, rhamnose, arabinose), Hexoses (glucose, galactose, sorbose, levulose, mannose). Par contre les sucres hydrolysables (saccharose, maltose, lactose ; mélézitose, raffinose ; stachyose) et les sucres de la série cyclique (quercite, l-inosite) ne manifestent aucune modification. — J. Villey.

De l'influence du molybdate d'ammoniaque sur le pouvoir rotatoire de la mannite. — **Tanret** (G.) [*C. R.*, **172** (1921), 1500]. — Les modifications du pouvoir rotatoire des sucres par addition de molybdate acide d'ammonium décèlent la formation de complexes organo-molybdiques. L'auteur a pu isoler en particulier, à l'état cristallisé, le complexe ainsi formé avec la mannite. — J. Villey.

Etudes sur la réfraction moléculaire et le pouvoir rotatoire spécifique du furfural camphré et de quelques-uns de ses dérivés. — **Wolff** (Mlle) [*C. R.*, **172** (1921), 1404]. — Le furfural camphré présente de fortes exaltations de la réfraction moléculaire, du pouvoir rotatoire spécifique et de la dispersion moléculaire. Ces exaltations disparaissent lorsque, outre la double liaison sur le noyau camphre, les deux doubles liaisons du noyau furamique ont disparu.

J. Villey.

Etudes sur la biréfringence de la lanoline. — Rohmann (H.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1921), 39-43]. — Les observations et mesures se rapportent à des composés très mal définis et ne présentent pas un gros intérêt. Le fait que la lanoline fondue que l'on fait solidifier dans un champ électrique reste fortement biréfringente n'est pas surprenant; d'autre part l'auteur, faute d'électro-aimant, n'a pas pu étudier le même phénomène en champ magnétique. — M. Pauthenier.

Calcul des chaleurs de combustion des composés organiques. — Lenoble (E.) [*Ann. Scient. Brux.*, 42 (1923), 268-275]. Lemoult [*Bull. Soc. Ind. Nord France*, 32 (1903), 177] avait donné pour la chaleur de combustion moléculaire des molécules des diverses séries des expressions de la forme

$$Q = 102x + 27{,}5y + A$$

x étant le nombre d'atomes de carbone contenus dans la molécule; y, le nombre d'atomes d'hydrogène et A, une constante pour tous les carbones d'une même série.

L'auteur montre que ces expressions ne sont correctes que parce que le coefficient de x est posé arbitrairement égal à 102 et qu'en changeant ce coefficient, le terme A qui représente, selon Lemoult, l'appoint calorifique des diverses liaisons prend des valeurs différentes de celles données par ce chimiste. — A. Foch.

Recherches physico-chimiques sur la tétraline et la décaline. — Herz (W.) et Schuftan (P.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 101 (1923), 269-285]. — Détermination de points d'ébullition, points de fusion, courbes de pression de vapeur, constante ébullioscopique, chaleur spécifique, densité, viscosité, tension superficielle, coefficients de partage.

Les deux substances sont respectivement la tètra et la décahydronaphtaline préparées depuis quelques années par l'industrie et utilisées comme lubréfiants, combustibles et dissolvants. — E. Darmois.

CINÉTIQUE ET ÉQUILIBRES CHIMIQUES

Points de fusion et de solidification du chlorure de sodium. — Ferguson (J.-B.) [*Journ. of. Phys. Chem.*, 26 (1922), 626-630]. — 803° ± 1° C. — P. Job.

Les constantes chimiques de quelques gaz diatomiques. — Partington (J.-R.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 988-993]. — La constante chimique i d'un gaz est la valeur de la constante qui s'introduit dans l'intégration de l'équation de Clapeyron. Or si on imagine une molécule gazeuse constituée par deux atomes identiques reliés rigidement l'un à l'autre, on peut calculer, par les procédés classiques de la mécanique statistique, la valeur de l'énergie libre d'un corps à l'état gazeux et à l'état liquide; d'où il est possible de conclure la valeur de la constante chimique. Les nombres ainsi trouvés sont de l'ordre de grandeur de ceux déduits par Langen des données expérimentales sur les tensions de vapeur. — A. Foch.

Sur la dissociation de la vapeur d'iode et la constante chimique de l'iode monoatomique. — Braune (H.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 19]. — De nouvelles expériences ont été faites dans un intervalle de températures allant de 600° à 1 000° centigrades. Les constantes d'équilibre trouvées sont un peu plus petites que celles admises précédemment, et la valeur correspondante de la chaleur de dissociation à 1273° absolus est 35 300, au lieu de 36 900. La constante chimique est un peu diminuée, mais il reste une différence de 30 pour 100 avec la valeur qu'indique la théorie de Nernst. — G. Bruhat.

Sur la dissociation de la vapeur d'iode et la constante chimique de l'iode monoatomique. — **Braune** (H.) et **Ramstetter** (H.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 480-503]. — Sackur et Tetrode ont indiqué indépendamment une formule reliant la constante chimique au poids atomique, pour les corps monoatomiques. On aurait

$$C = -1{,}59 + 1{,}5 \log A.$$

Elle a été vérifiée pour Hg, Ar, H, Zn. Cd. Par contre, des mesures effectuées au sujet de l'équilibre $I^2 \rightleftarrows 2I$ (Bodenstein et Stark), on peut conclure à la valeur de C ; on trouve une valeur beaucoup trop grande. La discussion des erreurs d'expérience (Nernst) montre que la différence est irréductible. Les auteurs reprennent les mesures à des pressions de quelques mm de mercure ; elles s'étendent dans l'intervalle 600-1 000° C.

Une certaine quantité d'iode est chauffée dans un vase en quartz à différentes températures. Le vase à vapeur a une capacité de 280 cm³ environ et contient quelques milligrammes d'iode. Des mesures effectuées aux températures inférieures à 700° C on déduit le nombre de molécules d'iode non dissocié qui remplissent la capacité totale. A l'aide de ce nombre on calcule la dissociation aux températures plus élevées. Des tables indiquent les valeurs obtenues ainsi que celles de la constante d'équilibre K_p.

Les valeurs de K_p sont représentées convenablement en fonction de la température par la formule

$$\log K_p = \frac{-35\,100}{4{,}571\ T} + 5{,}134.$$

Le dégagement de chaleur est à peu près constant dans l'intervalle étudié et égal à 35 100 calories (cette valeur se rapporterait exactement à $T = 1\,073$, moyenne des températures étudiées). Cette valeur concorde à 1 500 calories près avec celle qu'on peut tirer des expériences de Bodenstein et Stark. On peut admettre 36 100 ± 800 calories pour $T = 1\,273$.

Le calcul de C se fait conformément à la marche indiquée par Nernst, [*Zeits. f. Electroch.*, **22** (1916), 185]. Pour $Q_{p\,1273} = 36\,900$, $\log K_{p\,1273} = -0.77$, on trouve $C = 2{,}10$. Une erreur de 1 000 calories change C de 0,08. Nernst a estimé l'erreur résultant de l'incertitude sur les chaleurs spécifiques à 0,1. En admettant une accumulation d'erreurs toutes de même sens, la constante est encore supérieure de 0,30 à celle indiquée par la formule (1,59).

Il ne pourrait y avoir concordance que si : 1°) la valeur $\beta\nu = 106$ qui caractérise la marche des chaleurs spécifiques de l'iode était inexacte ; 2°) la chaleur de vaporisation de l'iode pouvait être de 5 pour 100 différente de celle admise.

On peut remarquer que, dans les cas où la formule de Sackur n'est pas vérifiée (Na,K) la différence est toujours environ 0,3 et dans le même sens. Une hypothèse due à Schottky [*Phys. Zeits.*, (1921-22)] expliquerait cette anomalie.

E. Darmois.

Les constantes chimiques du sodium et du potassium. — **Ladenburg** (R.) et **Minkowski** (R.) [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1921), 137-141]. — Quand on connaît le point de fusion d'un corps, sa chaleur spécifique à pression constante à l'état gazeux, sa chaleur spécifique à l'état condensé, sa chaleur de fusion et enfin sa tension de vapeur et sa chaleur de vaporisation à une température donnée, on peut calculer pour ce corps à l'aide des formules de Planck-Nernst la grandeur dite « constante chimique ». Cette constante C doit d'après la théorie des quanta et le

théorème de Nernst être égale à $C = C_o + 1.5 \log_{10} M$ et C_o doit être égal à — 1,59.

Les récents travaux de Halm et Zisch sur les tensions de vapeur des métaux alcalins ont permis aux auteurs le calcul de la constante chimique pour le sodium et le potassium. Pour le sodium, ils ont trouvé $C = 0,846$ et par suite $C_o = -1,20$. L'écart par rapport à la valeur théorique peut à la rigueur s'expliquer par les erreurs expérimentales, mais il faut pour cela supposer qu'elles aient toutes le même sens.

Pour le potassium, les données sont plus incertaines. On a trouvé $C_o = -1,37$.

L. DE BROGLIE.

Application de la statistique aux équilibres chimiques. — Herzfeld (K.-F.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1923), 95-100]. — Compléments d'un travail déjà paru sous le même titre [1], ces remarques concernent l'équilibre de deux phases d'un même corps, une application au polymorphisme des sels, et l'équilibre des combinaisons chimiques aux températures élevées.

Pour que deux phases d'un même corps puissent coexister, il faut que le volume plus grand de l'une des phases soit compensé par une teneur plus grande en énergie. Il en résulte dans le cas du polymorphisme, comme condition pour plusieurs formes stables, que la forme dont la teneur en énergie est la plus faible n'ait pas la plus faible fréquence moyenne. Au-dessus d'un point de transformation, l'influence du plus grand volume est prépondérante; en dessous, celle de la plus faible teneur en énergie. Dans le cas de combinaisons gazeuses, les combinaisons endothermiques sont désavantagées aux basses températures par leur teneur élevée en énergie. Aux températures élevées, le nombre des degrés de liberté a une influence prépondérante. Le résultat obtenu justifie la formule d'approximation de Nernst et fait admettre comme probable que la « constante chimique conventionnelle » correspondante est généralement égale à 3. — M. PAUTHENIER.

Equilibres invariants, monovariants et divariants. — Schreinemakers (A.-H.) [*Proc. Amst.*, 23 (1922), 1151-1159]. — La communication étudie les équilibres de n composants à n phases, dans lesquelles la quantité de l'un des composants tend vers zéro. On cherche l'influence de l'addition d'une nouvelle substance sur un équilibre invariant. — E. DARMOIS.

Une théorie de l'affinité et des réactions chimiques. — Baly (E.-C.-C.) [*Trans. Faraday Soc.* 17 (1922), 588-595]. — Les théories radio-chimiques basées sur la notion de « fréquence propre » de la molécule et sur celle des « quanta » sont nécessairement des théories « monochromatiques ». Ainsi que l'ont fait observer Henri et Wurmser, puis Langmuir, ces théories sont en complet désaccord avec les faits, le nombre de molécules réagissantes étant très supérieur à celui calculé d'après la quantité expérimentale d'énergie absorbée. On peut admettre qu'un atome n'est pas caractérisé par une fréquence propre, mais par une quantité déterminée d'énergie associée à une transformation intra-atomique définie, par exemple le passage d'un électron d'une orbite sur une autre. Ce passage nécessiterait un certain temps, qui serait le même pour tous les atomes. Les quanta atomiques seraient de plus des multiples entiers d'un quantum élémentaire, par exemple, celui de l'atome d'H. On peut édifier sur ces principes une théorie de l'affinité, qui évite les objections signalées plus loin et explique en outre les spectres d'absorption.

L'énergie mise en jeu dans une réaction serait toujours ainsi le plus

[1] K.-F. HERZFELD, *Phys. Zeits.*, 22 (1921), 449.

petit commun multiple des quanta élémentaires des atomes ; d'où la notion d'un quantum moléculaire, plus petit commun multiple des quanta relatifs aux atomes constituants. Les molécules complexes pourraient posséder en outre des quanta correspondant à des groupes d'atomes. Ces trois catégories de fréquences ont été précisément révélées par les spectres d'absorption.

Les atomes conservant leur caractère d'oscillateurs dans la molécule, celle-ci serait capable d'absorber, outre son quantum moléculaire, les quanta caractéristiques de chacun de ses atomes.

L'auteur applique sa théorie à la réaction bien connue : $H^2 + Cl^2 = 2\,HCl$. Il montre que l'énorme différence entre le nombre de molécules entrant en réaction, et celui calculé d'après les théories habituelles en partant de l'énergie absorbée, disparait, le surplus étant fourni par une réabsorption continue de l'énergie rayonnée sous forme infra-rouge. Il indique aussi que l'idée de molécules existant sous différents états, s'accorde bien avec nos connaissances expérimentales.

Il cite à ce propos le cas de la décomposition de NH^3 par un fil de Pt chauffé : si le gaz est préparé par évaporation lente du liquide ou réchauffement de la solution aqueuse, la proportion détruite dans un temps donné est, dans des conditions identiques, beaucoup plus grande que pour un gaz obtenu par évaporation rapide du liquide. Après un repos de plusieurs heures, NH^3 « inactif » tend à prendre son état normal. — R. de Mallemann.

Une véritable réaction monomoléculaire est-elle possible? — **Lowry (T.-M.)** [*Trans. Faraday Soc.*, **17** (1922), 596-597]. — L'auteur critique les exemples de réactions monomoléculaires indiqués par Perrin. Il cite un travail de Baker sur les propriétés des gaz secs, dans lequel il est démontré que la présence d'un catalyseur est généralement indispensable, non seulement à l'union de certaines molécules (oxydation de C, H, P etc,..) mais aussi à la dissociation de composés comme NH^4Cl ou Hg^2Cl^2. Cette action catalytique paraît même jouer un rôle important dans les phénomènes de tantomérisme.

Les seules transformations impliquant avec certitude, *une seule espèce* de molécules, sont les transformations radio-actives et les dissociations par bombardement de particules α ou d'électrons, pour lesquelles il est inutile de faire intervenir une action de la lumière. — R. de Mallemann.

Sur la vitesse des réactions monomoléculaires. — **Christiansen (J.-A.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **103** (1922), 91-98]. — Dushman a proposé [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **43** (1921), 397] de mettre la constante de vitesse sous la forme $k = s\,e^{-\frac{h\nu}{RT}}$, où S est très voisine de ν, les autres lettres ayant les significations habituelles. D'autre part Herzfeld a indiqué [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **98** (1921), 161] l'expression $k = \frac{R}{h} . T\,e^{-\frac{Q}{RT}}$.

L'auteur établit, à l'aide de considérations analogues à celles de la théorie du rayonnement d'Einstein, une formule qui renferme les précédentes comme cas particuliers; il montre que, pour les valeurs ordinaires de Q, elles diffèrent d'ailleurs peu. Mais la discussion des hypothèses sur lesquelles est basé le calcul montre que ces hypothèses sont très douteuses ; Bohr lui-même l'aurait signalé à l'auteur. — E. Darmois.

Contribution à la théorie de la vitesse des réactions chimiques. — **Bronsted (J.-N.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 169-207]. — 1) On connaît beaucoup d'exceptions aux lois cinétiques de van t'Hoff. L'étude de ces anomalies montre qu'elles sont de nature systématique. En se bornant aux solutions aqueuses étendues, on trouve que les anomalies apparaissent quand la réaction qui détermine la vitesse a lieu entre ions ; les réactions entre molécules neutres ou molécules neutres et ions sont normales. Les anomalies doivent donc être liées aux exceptions aux lois des gaz.

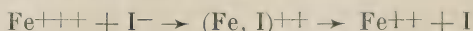
2) Dans une transformation chimique A → B, la relation stœchiométrique ne coïncide pas en général avec la réaction cinétique. L'auteur admet que le passage de A à B a lieu par l'intermédiaire d'un état X d'instabilité maxima, qui donnerait instantanément B. Le processus A → X est celui qui détermine la vitesse. Il y a identité entre cette conception et celle des complexes critiques de Marcellin [*Ann. de Phys.*, **3** (1915), 120] ; celui-ci a montré son importance pour la théorie des variations de la vitesse de réaction avec la température. L'auteur montrera qu'elle rend compte également des variations avec la concentration.

Exemple : oxydation de K I par les sels ferriques.



Réaction totale $Fe^{+++} + I^- \rightarrow Fe^{++} + I$

décomposable en deux échelons



$$Fe^{+++} + I^- \rightarrow (Fe, I)^{++} \rightarrow Fe^{++} + I$$

le premier déterminant la vitesse. L'état critique est peut-être un état où l'électron est lié à la fois à Fe et I.

La vitesse de réaction sera proportionnelle au coefficient d'activité du système initial (produit des activités des deux ions dans le cas ci-dessus) et inversement proportionnelle au coefficient d'activité du complexe.

3) En utilisant les solubilités de sels dans des solutions concentrées d'autres sels à ions non communs, l'auteur a mesuré des coefficients d'activité [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **42** (1920), 761 et **43** (1921), 2265] On peut admettre approximativement que le coefficient d'activité d'un ion (f) ne dépend que de sa valence. L'auteur donne une table résumant les résultats moyens obtenus. La concentration totale ionique varie de 0,01 à 0,10 n° f^0 (molécule neutre) varie de 1,00 à 1,04 f^1 (ion monovalent) de 0,85 à 0,70 ; f_2 (1) (ion bivalent dans solvant monomonovalent), de 0,81 à 0,43 etc., f varie en général avec la nature des ions du dissolvant.

Dans l'exemple ci-dessus, la vitesse de réaction serait de la forme.

$$h = k\, C_{Fe^{+++}}\, C_I - \frac{f_3 f_1}{f_2}$$

en général, elle sera celle de la formule classique, multipliée par un facteur F, variable suivant le type de réaction. Un deuxième tableau donne les valeurs moyennes de F pour 17 types de réactions aux concentrations 0,01, 0,02, 0,05, 8,01 n,

L'inspection de ce tableau montre la variation de la vitesse de réaction avec la concentration ionique totale de la solution ; le tableau donne donc *l'effet de sel.* Il est très différent suivant le type de réaction. Presque nul pour celles de type zéro (ions sur molécules neutres), il est positif (accélération) dans les réactions entre ions de même signe, négatif dans les réactions entre ions de signe contraire.

4. L'étude d'un grand nombre de réactions révèle un accord, quelquefois quantitatif, avec l'expérience.

5. Les difficultés d'application de la théorie tiennent la plupart du temps à

une connaissance insuffisante du mécanisme de la réaction. On ne peut déduire de la constance d'un coefficient de vitesse l'ordre de la réaction ; il faudrait étudier systématiquement l'effet de sel.

De même il est à prévoir qu'on fera disparaître les anomalies dynamiques (comme on l'a fait pour les statiques) par dissolution dans une solution concentrée d'un sel indifférent. C'est dans un tel solvant qu'il faudrait déterminer les ordres de réaction. — E. Darmois.

XII. — REVUE DES LIVRES

Cours de Physique générale. — Tome I : Unités C. G. S. et M. T. S. Gravitation. Electricité et Magnétisme. Ions et Electrons, Symétries. — Tome II : Thermodynamique et étude de l'énergie rayonnante (2e édition). — **Ollivier (H.)** [2 vol., 25 cm × 16 cm, 740 + 415 p., J. Hermann, Paris, 1921-1922]. — Il vient de paraître une deuxième édition des tomes I et II du *Cours de Physique générale*, par H. Ollivier.

La faveur très justifiée dont cet ouvrage jouit auprès de nos étudiants de licence et d'agrégation tient peut-être en partie à ce qu'il est la reproduction presque textuelle, comme l'auteur nous en avertit d'ailleurs, des leçons qu'il a professées à leurs camarades de Lille et de Strasbourg. L'allure du livre, en ce qui concerne notamment l'ordre, le choix des matières et l'importance des développements diffère par suite un peu de celle d'un traité selon la formule classique. Des exercices et des manipulations sont intercalés pour illustrer les théories. Le fait que ces leçons ont été réellement professées explique aussi les incidentes nombreuses où l'auteur indique très brièvement l'existence de travaux récents sur les diverses questions traitées, même quand leurs résultats ne sont pas encore incontestés.

La comparaison des deux éditions montre d'ailleurs d'une façon frappante combien certaines matières ont évolué en peu de temps. Même sur des choses classiques, on a dû faire d'importants remaniements et quelques idoles ont dû être déboulonnées.

Le texte de la loi du 2 avril 1919 sur les unités de mesure et les documents annexes ont une place d'honneur en tête du premier volume. (L'auteur est d'ailleurs assez sceptique sur l'utilisation du système M. T. S. par les intéressés, et il n'est pas seul de son avis.) Puis viennent la gravitation, l'électrostatique, l'électromagnétisme, les mesures électriques, les notions d'électrotechnique indispensables à un physicien, la théorie des piles et l'électrolyse.

Les derniers chapitres sont consacrés à des questions qui, bien qu'assez récentes, sont suffisamment établies pour entrer dans l'enseignement de la licence : électrons, ions des gaz, rayons cathodiques, rayons X, radioactivité, hypothèses atomiques. Un chapitre sur les symétries où la cristallographie est effleurée termine ce volume.

Le tome II (qui fait quelquefois double emploi avec le tome I, parce qu'il correspond à un enseignement indépendant du premier et mené simultanément avec lui) est consacré à la thermodynamique et à l'étude de l'énergie rayonnante.

La première partie comprend l'étude des deux principes, celle des gaz parfaits, les applications aux substances réelles, quelques mots sur la théorie cinétique des gaz et les éléments de la théorie de la conductibilité.

La deuxième partie traite de l'émission des radiations avec les applications à l'éclairage. On y trouve aussi quelques notions sur les méthodes spectroscopiques et des développements sur les phénomènes de Kerr, Zeeman, etc. (qu'on s'attendait plutôt à voir dans le tome III). Un important chapitre est consacré à la physique

solaire et à la spectroscopie astronomique. Il est orné de planches magnifiques.

Quelques compléments sur des questions à l'ordre du jour terminent le volume, parmi lesquelles une note humoristique sur la « Relativité généralisée et la Physique solaire ».

L'ouvrage de M. Ollivier rendra service non seulement aux étudiants auxquels il est destiné, mais à tous les physiciens comme première documentation. Les indications bibliographiques nombreuses et précises faciliteront d'ailleurs les recherches pour une étude plus approfondie des questions qui ne sont qu'indiquées.

P. Sève.

A dictionnary of applied physics. Vol. III Meteorology; metrology and measuring apparatus. — **Glazebook** (R.) [1 vol., 23 cm × 16 cm, 839 p., Macmillan, London, 1923, 63 sh.]. — Le troisième volume de cette très importante publication traite de météorologie et métrologie ; tant par la qualité des collaborateurs que par l'abondance des renseignements, c'est une source d'information extrêmement précieuse. Certains articles, surtout en météorologie et géodésie, contiennent de très nombreuses références bibliographiques ; mais tous les auteurs n'ont pas suivi cette règle. L. Brillouin.

La houille blanche. — **Cavaillès** (H.) [1 vol., 18 cm × 14 cm, 216 p., Armand Colin, Paris, 1922]. — Cet ouvrage comprend deux parties, dont la plus importante, constituant les trois quarts du livre, est un tableau de la répartition de la houille blanche par régions naturelles, plus détaillé et plus complet pour la France, plus succinct pour les autres pays. L'auteur s'est surtout efforcé de mettre en lumière les conditions géographiques et économiques de l'aménagement et de l'exploitation des eaux courantes.

Pour répondre à l'esprit de la collection, l'ouvrage débute par une exposition générale de ce qu'est l'industrie hydro-électrique. Cette partie, constituant un quart environ de l'ouvrage, est celle qui intéressera surtout le physicien ; les chapitres qui lui sont consacrés ont d'ailleurs simplement pour but de préparer à la lecture de la seconde partie ; aussi sont-ils sans prétentions techniques, et peut-être, au gré de certains, un peu trop schématiques.

En quelques endroits, on trouve des phrases un peu surprenantes. Par exemple page 17 « un ruisseau débitant quelques litres d'eau à la seconde et tombant de 4 ou 5 mètres de haut actionne... une dynamo de *quelques chevaux* » ou encore (p. 27), « Les centrales vendent leurs excédents d'énergie, ou comme on dit, *passent leurs pointes*, déchets de force que les clients utilisent exactement de la même manière qu'ils utilisent les déchets de fabrication ». Ces quelques erreurs, d'ailleurs assez rares, n'enlèvent rien de son intérêt à un ouvrage extrêmement clair, où se trouve rassemblée une très riche documentation économique et géographique, qui a demandé à son auteur énormément de recherches et qui en évitera sûrement beaucoup à ses lecteurs. A. Foch.

Le Gérant : Maurice Blondin.

PARIS. — SOC. G^{le} D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

VIII. — CHIMIE PHYSIQUE

CINÉTIQUE ET ÉQUILIBRES CHIMIQUES

Les constantes chimiques des halogènes à l'état mono et diatomique. — Henglein (F.-A.) [*Zeits. f. Phys.*, **12** (1922), 245-252]. — L'auteur calcule les constantes chimiques de Cl, Br, I, Cl^2, Br^2, I^2 d'après les pressions de vapeur et d'après diverses dissociations. Il donne en passant la représentation de la chaleur spécifique du brome solide par une fonction de Debye. — G. BRUHAT.

Sur le calcul des constantes de vitesse. — Mœsveld (A.-L.-T.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **103** (1922), 481-485]. — L'étude cinétique d'une réaction fournit, pour différentes valeurs du temps, différentes valeurs de la concentration (ou d'une grandeur qui lui est liée). Pour calculer la constante de vitesse, on choisit généralement une origine de temps ($t = 0$) avec la concentration C_0 correspondante. On calcule les différences Δt et Δc et on les substitue dans l'équation intégrée. On obtient ainsi un certain nombre de valeurs de la constante : si elles ne présentent aucune variation systématique, on prend leur moyenne. Le procédé a divers inconvénients ; en particulier des erreurs de même grandeur sur t (ou sur c) ont d'autant moins d'importance que leur Δt est plus grand.

L'auteur propose un autre procédé. Pour les réactions bi, tri... moléculaires, on a $k' = \frac{1}{t}\left[\frac{1}{(A-x)^n} - \frac{1}{A^n}\right]$ c'est-à-dire une relation linéaire entre $\frac{1}{(A-x)^n}$ et le temps. On écrit alors la série des relations obtenues avec les différents intervalles de temps et on les résout par la méthode des moindres carrés. Il est indiqué de prendre l'origine du temps au milieu de l'expérience, d'utiliser un nombre impair N de déterminations et de noter les temps positivement et négativement.

E. DARMOIS.

Sur la vitesse de dissociation des molécules. — Herzfeld (K.-F.) [*Zeits. f. Phys.*, **8** (1921), 132-136]. — Polanyi a développé une théorie des réactions chimiques et cru pouvoir conclure des conditions de formation de l'acide bromhydrique à partir de ses constituants à la nature « non mécanique » des processus chimiques. L'auteur montre que cette conclusion ne s'impose pas et qu'on peut admettre, en se plaçant au même point de vue que Polanyi, la nature mécanique de ces processus, mais toutefois à condition de faire l'hypothèse suivante : Tous les chocs entre atomes ne provoquent pas la formation de molécules, seule est efficace

une certaine proportion d'entre eux dépendant de la densité des gaz présents et égale environ à $\frac{1}{1000}$ dans les conditions usuelles de température et de pression.

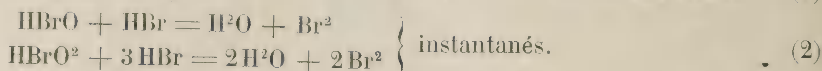
L. DE BROGLIE.

Etudes piézochimiques. — Influence de la pression sur la vitesse de réaction dans les systèmes liquides homogènes. — Mœsveld (A.-L.-T.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **103** (1922), 486-504]. — On ne possède actuellement de mesures précises que pour l'inversion du sucre et la saponification de l'acétate d'éthyle.

L'auteur étudie l'influence de la pression sur la réaction $5HBr + HBrO^3 = 3Br^2 + 3H^2O$. D'après Judson et Walker, elle serait quadrimoléculaire et se ramènerait aux 2 processus :



$$H^+ + Br^- + H^+ + BrO^{3-} = HBrO + HBrO^2 \quad \text{à vitesse mesurable.} \quad (1)$$



$$\left.\begin{array}{l} HBrO + HBr = H^2O + Br^2 \\ HBrO^2 + 3\,HBr = 2\,H^2O + 2\,Br^2 \end{array}\right\} \text{instantanés.} \quad (2)$$

A condition d'opérer avec la même concentration initiale, la constante de vitesse calculée dans l'hypothèse (1) est invariable, au moins jusqu'aux 2/3 de la réaction.

La marche de la réaction est suivie par des mesures de conductibilité électrique ; celle-ci tend vers zéro ; on admet que la décroissance est linéaire, d'où la concentration. Il est essentiel d'avoir des solutions très pures. Les expériences ont lieu à 4 températures : 1, 15, 25 et 39°C et 4 pressions : 1, 500, 1000 et 1500 atm. On calcule la constante de vitesse par la relation

$$\frac{dx}{dt} = k\,(A - x)^4, \qquad \text{ou} \qquad k' = (R^3 - R_0{}^3)\,\frac{1}{t_n - t_0}$$

où les (R) sont les résistances mesurées. On effectue les corrections tenant à la compressibilité et à la dilatation.

Le coefficient de pression est indépendant de la température dans l'intervalle 1 — 39°C. En moyenne la vitesse est 15,1 pour 100 *plus petite* à 1500 qu'à 1 atmosphère. Au contraire, d'après Cohen et Kaiser [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **89** (1915), 338], la vitesse de saponification de l'acétate d'éthyle est 37,4 pour 100 *plus grande* dans les mêmes conditions. Il est alors probable que la pression exerce une influence spécifique sur la vitesse de réaction et qu'il ne s'agit pas d'un effet secondaire par changement des conditions extérieures (viscosité, degré d'association, etc.)

L'auteur se propose de relier prochainement ces résultats, aux considérations de Perrin sur le rayonnement et la vitesse de réaction. — E. DARMOIS.

Sur la vitesse des transformations chimiques des substances solides. — Hinshelwood (C.-N.) et Bowen (E.-J.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 504-505]. — Dans un travail récent [Id., **100**, 463], Sieverts et Theberath, cherchant à expliquer la vitesse de décomposition du permanganate d'Ag, envisagent l'étude des vitesses de réaction des substances solides. Les auteurs ont précisément publié [*Phil. Mag.*, 1920 et *Journ. Chem. Soc.*, 1921] une série de recherches sur ce sujet. L'essentiel de ces recherches pour l'explication du cas ci-dessus est que la vitesse de décomposition est déterminée par la surface extérieure des cristaux, qui s'accroît pendant la réaction (éclatement, arrachement). L'autocatalyse n'est qu'apparente et peut être produite par un clivage préalable. Le coefficient de

température anormal détermine, non seulement la vitesse de décomposition superficielle, mais aussi la vitesse de pénétration de la réaction dans le cristal.

E. Darmois.

Réaction dans les sels fondus. I. Etudes sur les chromates de plomb basiques. — Hicks (J.-F.-G.) [*Journ. of. Phys. Chem.*. 25 (1921), 545-560]. — En fondant du PbO avec du chromate de sodium anhydre, ou du chromate de plomb avec du chlorure de sodium dans une atmosphère d'azote et en versant les produits fondus dans l'eau ou en les laissant refroidir, l'auteur obtient différents composés, dont quelques-uns nouveaux. Il pose la question de savoir si les réactions ne sont pas aussi, dans ces conditions, de deux sortes, celles de substitution et celles d'addition seulement plus lentes à cause de la faible diffusibilité.

Malfitano et Catoire.

Quelques observations faites au cours du trajet électrolytique du sodium à travers le verre. — Pirani (M.) et Lax (E.) [*Zeits. f. Techn. Phys.*, (1922), 232-235]. — Pour débarrasser le verre de sa pellicule aqueuse on est amené à le chauffer aux environs de sa température de ramollissement, ce qui n'est pas toujours acceptable. L'auteur rappelle que Langmuir a montré que lorsque le verre laisse échapper le gaz qu'il renferme il se produit une lente décomposition de la masse [Langmuir, *Journ. Chem. Soc.*, **38**, 2283; **40**, 1387]. Voir également les travaux de S. Dushman [*Gen. Electr. Rev.*, **24**, 247], ainsi que ceux de Pirani [*Zeits. f. Phys.*, **9**, 329].

L'auteur expose ses recherches sur la manière d'éliminer la pellicule aqueuse du verre en le faisant traverser par le sodium. Il décrit un tube au sodium assez simple qu'il a utilisé, et donne un certain nombre de résultats obtenus.

L. Vaslot.

Sur les équilibres de double décomposition entre sels solubles et sur quelques-unes de leurs applications. — Rengade (E.) [*Chim. et Ind.*, 7 (1922), 835-851]. — Quand on évapore à sec une solution contenant 4 ions A^-, B^-, C^+, D^+, on a des lois de cristallisation différentes, suivant les concentrations initiales de ces ions, suivant les solubilités des différents sels qui peuvent se former, AC, AD, BC, BD, et suivant les valeurs des produits de solubilité intervenant dans l'équation de la loi d'action de masse de l'équilibre de double décomposition entre les 4 sels possibles.

L'auteur indique la méthode qu'il a employée pour étudier systématiquement tous les cas possibles de ce phénomène. Il montre comment un sel formé pendant une des phases de la cristallisation peut se redissoudre pendant une des phases suivantes. Ces résultats peuvent se retrouver par une application judicieuse de la règle des phases.

L'auteur expose ensuite comment tous ces résultats sont rassemblés d'une façon commode par le diagramme carré de H. Le Chatelier.

Il examine le problème inverse : l'action de l'eau sur un mélange de phases solides jusqu'à dissolution complète ; c'est la dissolution fractionnée. Et enfin une modification du procédé précédent, le clairçage, où la solution n'est laissée qu'un temps très court en contact avec les sels solides, puis retirée et remplacée par de l'eau pure.

Ces trois phénomènes sont employés industriellement pour l'obtention de sels purs à partir d'un mélange contenant les ions nécessaires à sa constitution. L'auteur en discute les avantages respectifs suivant les circonstances.

H. Weiss.

Sur les équilibres de double décomposition entre sels solubles, et sur quelques-unes de leurs applications. — Deuxième partie. — **Rengade (E.)** [*Chim. et Ind.*, 7 (1922), 1 090-1 098]. — Application des considérations théoriques exposées dans la première partie, au problème de la fabrication du nitrate d'ammoniaque pur en partant du nitrate de soude.

En étudiant d'abord la réaction $NO^3Na + AmCl \rightleftarrows NO^3Am + NaCl$ l'auteur montre qu'il faudrait obtenir d'abord du NO^3Am à 88,5 pour 100 de pureté (par concentration à 124°) et le purifier par clairçage à 0° pour obtenir un rendement de 9,7 pour 100 du sel brut ; à — 10° pour obtenir 21 pour 100. Ce procédé ne semble pas avoir d'intérêt pratique.

Par contre, en étudiant la réaction $2NO^3Na + SO^4Am^2 \rightleftarrows 2NO^3Am + SO^4Na^2$ en présence d'alcool on s'aperçoit que l'opération semble pratiquement réalisable.

La double décomposition s'opérerait dans de l'alcool à 78° à froid ; après filtration du résidu insoluble, la solution alcoolique contient par 100 g de solution 22,2 g de NO^3Am et 4,8 g de NO^3Na. Le clairçage à froid fournira donc un nitrate d'ammoniaque pur. Rendement 51 pour 100.

La recupération et la distillation fractionnée de l'alcool se trouvent facilitées par les conditions de la réaction ainsi que le montre l'auteur. — H. Weiss.

Sur l'enlèvement des halogènes dans les combinaisons organiques. — **Euler (H.-V.)** et **Fahlander (A.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, 100 (1922), 171-181]. — Il s'agit du mécanisme des réactions du type $RCH^2Cl + H^2O \rightarrow HCl + RCH^2OH$. Les auteurs étudient la vitesse de saponification de $CH^2Br.CO^2Na$: 1° par l'eau pure ; 2° par l'eau additionnée de Ag^2O. L'oxyde accélère nettement la réaction ; au début l'accélération est proportionnelle à la masse d'oxyde. Cette action suit une marche très semblable à celle de la chaux et de la soude ; mais Ag^2O est très peu soluble dans l'eau, la concentration en ions OH est donc faible. D'autre part, la vitesse de réaction est à peu près celle d'une réaction monomoléculaire, elle dépend peu de la concentration du sel. Les auteurs en déduisent qu'il s'agit d'une action spécifique de l'ion Ag ; la réaction primaire serait une formation de sel d'argent sur l'atome d'halogène. Les composés étudiés auraient une constitution du genre $HBr = CHR$ (amphotères) ; l'halogène ne serait pas attaché au carbone par sa valence principale (électron extérieur), mais par une ou plusieurs autres (électrons plus intérieurs) ; cela expliquerait la solidité d'une telle liaison.

E. Darmois.

Influence de la constitution de l'alcool sur la vitesse d'hydrolyse des éthers-sels par les alcalis. I. — **Smith (L.)** et **Olsson (H.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, 102 (1922), 26-31]. — En utilisant le matériel expérimental de Reicher, Lœvenherz et de Hemptinne, Vant'Hoff et Nernst arrivent à des conclusions opposées sur l'influence de l'alcool et de l'acide sur la vitesse de saponification alcaline. Les auteurs ont repris une série d'études sur ce sujet ; la présente communication donne les premiers résultats.

Les deux acétates de propyle, primaire et secondaire, dissous dans l'eau (concentration 0,006 à 0,009) sont saponifiés par la soude (concentration 0,01) ; on calcule la constante K de la réaction bimoléculaire

$$K_1 = 4,23 \qquad K_2 = 1,26\ (20°).$$

L'influence de la constitution est très nette ; le rapport $\frac{K_1}{K_2}$ est à peu près celui trouvé par Menschutkin pour les vitesses d'éthérification des deux mêmes alcools.
E. Darmois.

Etudes sur les éthers acétiques d'alcools polyvalents. — I. Existe-t-il un rapport entre la vitesse de saponification et la méthode de préparation pour les acétines de la glycérine ? — Smith (L.) [*Zeits. f. Phys. Chemie,* **102** (1922), 54-73]. — Les méthodes de préparation des acétines de la glycérine ne sont pas à l'abri des critiques, des transpositions étant possibles. Dans le but d'étudier la constitution de ces produits, l'auteur étudie leur saponification par les bases en solution aqueuse. Comme des travaux de ce genre ont semblé montrer une différence entre les acétines préparées différemment, il les prépare d'abord par toutes les méthodes connues. Il met au point en particulier une méthode due à Fischer. La principale difficulté est la séparation des produits obtenus ; elle est réalisée par des extractions fractionnées à l'éther. L'auteur se procure ainsi 9 monoacétines, 3 diacétines et la triacétine.

L'étude de la vitesse de saponification est faite d'après une méthode déjà indiquée [*Zeits. f. Phys. Chemie,* **81** (1912), 339]. Pour le calcul des expériences, on utilise les hypothèses de J. Meyer [*Id.*, **67** (1909), 257]. On suppose que la saponification de la triacétine a lieu par échelons, les vitesses correspondantes étant caractérisées par les coefficients k_1 k_2 k_3, qui sont entre eux comme 3 : 2 : 1. Si a est la concentration en groupes acétyles, b celle de l'alcali, x celle de l'acétate formé, la même formule donne la vitesse de saponification dans les 3 cas.

C'est
$$\frac{dx}{dt} = k_3 (a - x)(b - x).$$

Des tableaux donnent k_3 à différents instants de la saponification ; il diminue légèrement avec le temps ; on choisit la valeur de k_3 à 50 pour 100 de décomposition.

Résultats. — Quel que soit le mode de préparation, les acétines ont la même vitesse de saponification (à ± 0,01 près). Le coefficient k_3 a, pour les mono, di et tri, des valeurs proportionnelles à 20,3 — 22,5 — 21,9. Les deux hypothèses de Meyer sont donc vérifiées. On s'attendait à une vitesse différente pour les monoacétines α et β ; l'auteur suppose qu'un même composé intermédiaire se forme dans les deux cas. — E. Darmois.

Sur la règle d'addition et de déplacement de Michaël. Essai d'explication. — Smith (L.) [*Zeits. f. Phys. Chemie,* **102** (1922), 359-363]. — L'auteur a étudié précédemment les vitesses de transformation de la substance $CH^2OH.CH.CH^2$



respectivement en α et β chlorhydrine par addition de HCl. Michaël a énoncé une règle donnant les proportions des 2 substances ainsi obtenues à partir de la substance mère. Cette règle s'énonce

$$\frac{k_\alpha}{k_\beta} = \frac{c_\alpha}{c_\beta}$$

où les (k) et (c) sont respectivement les vitesses des 2 réactions inverses de forma-

tion et décomposition des chlorhydrines. L'auteur montre qu'on a seulement $\frac{k_\alpha}{k_\beta} = \frac{c_\alpha}{c_\beta} = C^{te} \neq 1$ et que le résultat est d'accord avec la thermodynamique si on admet l'hypothèse de Marcelin sur l'énergie critique. — E. Darmois.

Sur la décomposition thermique du phosgène. Etude cinétique. — Christiansen (J.-A.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **103** (1922), 99-138]. — I. La formation de $COCl^2$ est favorisée par la lumière visible ; le chlore seul absorbant cette lumière, il est probable que c'est lui qui donne après illumination une modification plus active. La décomposition thermique, étudiée en particulier par Bodenstein et Dunant (1903), montre l'existence d'une période d'induction; elle a l'allure d'une autocatalyse ; le corps catalyseur est peut-être également la même modification du chlore. C'est dans le but de vérifier cette hypothèse que l'auteur a entrepris l'étude cinétique de la réaction.

II. L'appareil employé est semblable à l'ozonomètre différentiel de Warburg. La pression de $COCl^2$ est compensée, au début de chaque minute, par celle (mesurée directement) d'un récipient à air. Un manomètre à acide sulfurique mesure la différence des deux pressions, on suit le déplacement de son ménisque avec le temps. On opère, soit sur $COCl^2$ pur, soit sur des mélanges de chlore et de phosgène, dans l'intervalle 705-745° abs.

III. *Résultats.* — Au point de vue qualitatif, ils sont très nets. Avec $COCl^2$, la vitesse initiale est toujours très faible, elle augmente, passe par un maximum, puis diminue. Avec les mélanges $Cl^2 + x\ COCl^2$, la vitesse est considérable dès le début, *d'où l'influence catalytique très nette du chlore.*

Quantitativement, la vitesse est représentée par $h = k\sqrt{C_{Cl^2}}\,(C_{CoCl^2} - \xi)$; cette formule s'applique seulement quand les concentrations de $COCl^2$, CO et Cl^2 sont du même ordre de grandeur (10^{-3} à 10^{-4} mol:l) c'est-à-dire un certain temps après le début de la réaction. Au début, les vitesses sont toujours supérieures à celles calculées par la formule. — E. Darmois.

Contribution à l'étude de la décomposition thermique de Mno^4K. — Moles (E.) et Crespi (M.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **100** (1922), 337-345]. — MnO^4K dégage à 240° C environ 12 pour 100 de son poids d'oxygène ; Rudorf (1901) a proposé la formule



$$10\ MnO^4K = 3\ MnO^4K^2 + 7\ MnO^2 + 2\ K^2O + 6O^2.$$

Les auteurs montrent d'abord, par titrage conductométrique, que le résidu ne renferme pas de potasse libre.

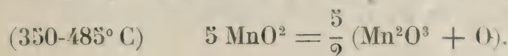
Ils étudient ensuite les pressions de dissociation de Mno^4K dans le vide aux températures inférieures à 240° C. Il est essentiel d'employer un sel sec et surtout exempt de CO^3K^2. La pression devient sensible alors vers 190° C seulement ; elle atteint 760 mm de mercure à 238° C.

Le résidu de la réaction est également étudié. De 250 à 350° C, aucun dégagement gazeux n'est sensible. De 350 à 485° C les pressions mesurées coïncident exactement avec celles de MnO^2 pur. A partir de 485° C la pression du résidu devient inférieure à celle de MnO^2 pur. On peut admettre qu'il y a alors formation d'un complexe. La réaction n'est d'ailleurs pas entièrement réversible.

Finalement les auteurs admettent les réactions



$$(240°\,C) \qquad 10\,MnO^4K = 2\,MnO^3K^2 + 3\,MnO^4K^2 + 5\,MnO^2 + 6O^2$$



$$(350\text{-}485°\,C) \qquad 5\,MnO^2 = \frac{5}{2}(Mn^2O^3 + O).$$

L'expérience indique un léger déficit d'O dans la deuxième réaction.

E. Darmois.

Formation et décomposition des oxydes supérieurs de l'azote. — Bodenstein (M.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **100** (1922), 68-123]. — La vitesse de la réaction $2NO + O^2 = 2NO^2$ a déjà été mesurée de 0 à 90° C et sous une pression de 20 mm de mercure ; la réaction est nettement trimoléculaire et sa vitesse *diminue* quand la température augmente. Les présentes recherches s'appliquent : 1° aux 2 équilibres $N^2O^4 \rightleftarrows 2NO^2$ et $2NO + O^2 \rightleftarrows 2NO^2$; 2° à la vitesse des 2 réactions inverses du 2ᵉ équilibre.

Pour les équilibres, N^2O^4 très pur est chauffé à des températures variables, on mesure la pression à l'aide du manomètre à spirale de quartz employé comme instrument de zéro. Le calcul de la densité de remplissage s'effectue en utilisant la pression à 150° C (température à laquelle N^2O^4 est pratiquement dissocié et NO^2 stable) et les valeurs approchées déjà connues des constantes de dissociation. On tient compte de l'espace nuisible.

Si p est évalué en atmosphères, on a respectivement pour les 2 équilibres :

$$\log K_p = \log \frac{(p_{N^2O})^2}{p_{N^2O^4}} = -\frac{2\,692}{T} + 1{,}75 \log T + 0{,}00483\, T - 7{,}144.10^{-6}\, T^2 + 3{,}062$$

(9 à 115°C.)

$$\log K'_p = \frac{\log (p_{NO})^{"}\, p_0{}^2}{(p_{N^2O})^2} = -\frac{5\,749}{T} + 1{,}70 \log T - 0{,}0050\, T + 2{,}839$$

(220 à 550° C.)

Pour les vitesses, on opère à des pressions inférieures à 40 mm de mercure ; la marche de la réaction est suivie au manomètre (à naphtaline bromée).

La 1ʳᵉ réaction a été étudiée de 140 à 390° C ; sa vitesse est conforme à la relation

$$\frac{dx}{dt} = k \,.\, C_0{}^2 \,.\, C^2_{NO} - k' C^2_{NO^2}$$

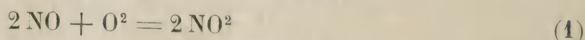
elle diminue quand la température s'élève. Les résultats concordent avec ceux des mesures antérieures.

La 2ᵉ réaction a été suivie de 319 à 383° C ; elle obéit à une formule analogue. Le rapport $\frac{k}{k'}$ concorde convenablement avec la valeur de K' déduite de l'étude des équilibres.

L'auteur discute en terminant l'allégation de Trautz d'après laquelle aucune réaction trimoléculaire vraie ne pourrait avoir lieu, la durée du contact de 2 molécules étant trop faible pour qu'une 3ᵉ ait chance de les rencontrer à ce moment. On trouve, au contraire, en utilisant les valeurs de k que, à 0° C, le nombre des chocs de ce genre est 100 000 fois plus grand que celui des molécules de NO^2 qui se forment par seconde. L'allure singulière de la fonction $k = f(T)$ s'expliquerait par les variations de la durée des chocs doubles et de la probabilité des chocs triples.

E. Darmois.

Vitesse de formation et équilibre du bioxyde d'azote. — Lindner (A.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, 7 (1920), 33-37]. — Bodenstein avait étudié [*Zeits. f. Elektroch.*, 24 (1918), 183], l'action de l'oxygène sur l'oxyde azotique de 0° à 90°C. L'expérience a montré que la réaction était du troisième ordre :



$$2\,NO + O^2 = 2\,NO^2 \qquad (1)$$

et présentait un coefficient de température particulièrement faible.

L'auteur a étendu ces résultats jusqu'à + 390°C en appliquant la méthode même de Bodenstein, et en tenant compte de la réaction inverse : Une masse donnée de bioxyde d'azote était chauffée à des températures croissantes, et l'on mesurait la pression totale P à chaque température. On en déduit le coefficient de dissociation α et l'on a

$$K_p = \frac{P\,\alpha^3}{2\,(1-\alpha)^2\,(1+\alpha)}.$$

Les valeurs trouvées pour K_p concordent à 1 pour 100 près avec celles que l'on peut tirer de la formule connue

$$\log K_p = -\frac{5\,540}{T} + 1{,}75 \log T + 5{,}063.$$

L'auteur en déduit une chaleur de réaction à volume constant $Q = 25\,770$ cal ; il détermine les constantes de vitesse k de la réaction (1), et trouve un coefficient de température à peu près constant et égal à 0,98. — F. Wolfers.

Réaction entre l'azote et l'hydrogène à des pressions élevées. — Pring (J.-N.) et Ransome (E.-O.) [*Trans. Faraday Soc.*, 17 (1922), 689-696.] — Les auteurs sont partis de l'idée suivante : l'hydrogène électrolytique est, comme on le sait, doué d'une grande activité chimique ; cette circonstance ne favoriserait-elle pas sa combinaison avec l'azote, particulièrement sous de fortes pressions ? L'appareil utilisé se compose en principe d'une bombe de Mahler, dans laquelle est placée un voltamètre à acide sulfurique titré.

Le courant est amené par un dispositif analogue à celui des bougies de moteurs à explosions. L'azote livré commercialement dans des bouteilles à 125 atmosphères est comprimé dans la bombe au moyen d'une presse hydraulique avec cylindre de glycérine. Des expériences ont été faites sous diverses pressions, de 1 à 500 atmosphères. On détermine l'acide disparu par titrage et l'ammoniaque formé est dosé colorimétriquement au moyen du réactif de Nessler.

Le rendement a été absolument insignifiant, soit 0,04 pour 100 de NH^3 à la pression atmosphérique 0,09 pour 100 aux environs de 100 atmosphères, et des traces imperceptibles à des pressions plus élevées. — R. de Mallemann.

La théorie de la catalyse. — Boescken (J.) [*Proc. Amst.*, 25 (1922), 210-215]. — Nouvelle conception des phénomènes de catalyse. Application et discussions. — G. Déjardin.

Influence d'un catalyseur sur les grandeurs thermodynamiques conditionnant la vitesse d'une réaction. — Van Thiel (E.) [*Proc. Amst.*, 25 (1922), 199-209.] — G. Déjardin.

Sur l'hydrogénation par catalyse. — Mark (E.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 2 (1921), 5]. — Pour comparer les actions catalytiques de Ni, Pd et Pt réduit, on peut chercher à représenter l'action du catalyseur par une fonction $\varphi = RT\,\frac{\log C''}{\log C'}$,

où C est la vitesse de la réaction non catalysée et C' celle de la réaction catalysée. Les expériences, insuffisamment précises, justifient qualitativement cette formule.

— G. Bruhat.

Action de l'acide nitrique sur les métaux. Exemple de réaction périodique. — Banerji (B.-C.) et Dhar (N.-R.) [*Zeits. f. Anorg. Allg. Chemie*, **122** (1922), 73-80]. — Les sels ferreux accélèrent la dissolution des métaux (formation d'acide nitreux) les oxydants la retardent. L'attaque d'un alliage à 50 pour 100 de Ni et Cu se produit par périodes de plus en plus courtes séparées par des intervalles de « non réaction ». — P. Job.

Actions catalytiques au contact des surfaces solides. — VII. Influence de la pression sur la vitesse d'hydrogénation des liquides en présence du nickel. — Armstrong (E.-F.) et Hilditch (T.-P.) [*Proc. Roy. Soc.*, **100** (1921), 240-252]. — Les études antérieures sur la question ont montré que le catalyseur métallique se combine à la fois à l'hydrogène et au composé organique non saturé, pour former un complexe intermédiaire instable. Elles laissaient entrevoir que le facteur fondamental gouvernant toute hydrogénation n'est autre que le degré d'affinité du catalyseur métallique pour le composé non saturé. C'est ce que montre encore plus nettement le travail actuel des auteurs.

Leurs expériences ont porté sur l'influence exercée par la concentration de l'hydrogène sur la vitesse d'hydrogénation des liquides ; à cet effet, ils ont mesuré les vitesses d'absorption de l'hydrogène sous diverses pressions. Leurs conclusions sont les suivantes :

Les hydrogénations étudiées se répartissent en trois groupes distincts :

1. Hydrogénations normales : en l'absence des radicaux de substitution désignés plus loin et en présence d'une quantité de nickel suffisante (0,1 pour 100 au moins du composé organique), la vitesse d'hydrogénation de la double liaison est à peu de chose près exactement proportionnelle à la pression absolue de l'hydrogène.

2. Hydrogénations lentes : pour des concentrations très faibles du catalyseur (0,01 à 0,02 pour 100), la vitesse d'hydrogénation est inférieure à la vitesse normale.

3. Hydrogénations anormales : si le composé non saturé renferme un groupement ayant de l'affinité pour le nickel (mais non susceptible d'hydrogénation), par exemple un radical OH ou COOH, à un certain accroissement de la pression de l'hydrogène, correspond un accroissement plus considérable de la vitesse d'absorption.

Les auteurs donnent un certain nombre de résultats expérimentaux et terminent par des considérations théoriques relatives au mode d'introduction de l'hydrogène dans la molécule non saturée et aux complexes intermédiaires hypothétiques.

Mg. J. Rivière.

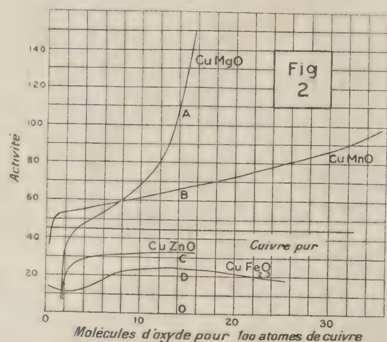
Une étude des actions catalytiques des surfaces solides. — VIII. Action du carbonate de sodium pour provoquer l'hydrogénation du phénol. — IX. Action du cuivre pour provoquer l'activité catalytique du nickel. — Armstrong (E.-F.) et Hilditch (T.-P.) [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1922), 21-32]. — Les auteurs, pour préciser le mécanisme des catalyses, ont étudié l'hydrogénation du phénol et sa transformation en cyclohexanone et cyclohexanol en présence de nickel.

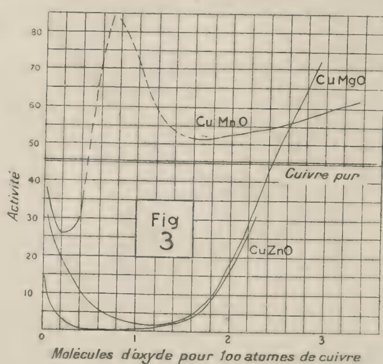
De petites quantités de carbonate de sodium accélèrent la réaction dans de notables proportions. Les auteurs pensent que le carbonate n'agit pas par lui-même

comme accélérateur, mais qu'il rend au nickel son pouvoir catalyseur normal ; en absence de carbonate, le phénol agirait comme un « poison » pour le catalyseur nickel probablement par suite de la formation d'un phénate de nickel.

Le pouvoir catalytique du nickel est dans beaucoup de cas augmenté par la présence du cuivre. Les auteurs ont examiné ces phénomènes et étudié la manière d'obtenir des mélanges ou des combinaisons contenant cuivre et nickel et possédant un haut pouvoir catalyseur. — L. de Broglie.

L'activité catalytique du cuivre. III. — Palmer (W.-G.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 175-186]. — Etude de la déshydrogénation de l'alcool éthylique par le cuivre, en présence d'oxydes métalliques. Prenant comme mesure de l'activité l'inverse du temps nécessaire pour déshydrogéner une quantité déterminée d'alcool, on obtient les courbes suivantes (température de réaction 260°C).





Comme l'activité des oxydes purs es en général inférieure à celle du cuivre, on peut admettre que la radiation infra-rouge caractéristique de la réaction est émise en général à un bien moindre degré par les oxydes que par le cuivre. Mais si un noyau de cuivre est entouré par une couche mince d'un de ces oxydes, le pouvoir absorbant du complexe pourra être plus grand que celui du cuivre seul. Pour que toutefois cette augmentation du pouvoir absorbant fasse sentir ses effets, il faudra que l'oxyde soit transparent à la radiation émise par le cuivre, ce qui ne paraît être le cas que pour la magnésie et les oxydes de manganèse.

A. Foch.

Sur la vitesse de réaction dans les hydrogénations par le noir de platine. — Vavon [*C. R.*, **173** (1921), 360]. — Les hydrogénations par agitation dans une atmosphère d'hydrogène en présence de noir de platine, sont facilement suivies par simple lecture du volume de gaz absorbé : le volume absorbé pendant l'unité de temps caractérise la *vitesse globale* de la réaction à chaque instant Avec un corps unique à hydrogéner, la vitesse globale reste constante pendant la réaction (sauf lorsque intervient une fatigue du catalyseur). Dans le cas des mélanges de deux corps, s'hydrogénant l'un après l'autre, on observe suivant les cas une vitesse à peu près constante, ou bien deux phases à vitesses nettement différentes, la seconde phase étant soit plus lente, soit *plus rapide* que la première. Il ne faut pas perdre de vue, dans l'interprétation, que la vitesse avec laquelle le composé hydrogéné formé quitte la surface du catalyseur et se diffuse dans la masse du solvant intervient comme un facteur important dans la vitesse globale observée.

J. Villey.

Mécanisme de l'action catalytique de Pt dans les réactions $2\,CO + O^2 = 2\,CO^2$ et $2\,H^2 + O^2 = 2\,H^2O$. — Langmuir (I.) [*Trans. Faraday Soc.* **17** (1922), 621]. — Application des considérations générales développées précédemment par l'auteur.

1° *CO et O.* En présence d'une surface polie de Pt, à la température de 500° à 700° C un mélange de ces deux gaz, à des pressions atteignant 0,1 mm de mercure, réagit avec une vitesse proportionnelle à la pression partielle de O et inversement proportionnelle à la pression de CO. La vitesse de réaction croît rapidement avec T (environ 1,6 pour 10° à 600° C). De 750° à 1 050° C la vitesse est à près peu indépendante de la température : avec un excès de O elle est proportionnelle à la pression de CO, avec un excès de CO elle est proportionnelle à la pression de O.

Les résultats numériques vérifient, dans ce cas, la théorie générale. Chaque molécule de O se condense sous forme d'atome sur une surface *propre* de Pt, avec formation d'un oxyde très stable qui donne au métal une grande activité catalytique. Chaque molécule de CO, frappant un atome d'O fixé est aussitôt changée en CO^2. Les molécules de CO qui rencontrent la surface du Pt sont immédiatement fixées par deux atomes de métal. La pellicule de CO est ainsi constituée par une couche monomoléculaire de molécules orientées : cette orientation diminue beaucoup leur affinité pour O (1 molécule d'O réagit sur 10^{12} environ à 500° C).

La chaleur de vaporisation de CO sur Pt est 31 800 cal:mol.g. A 700° C la moitié de la surface du Pt est couverte de CO.

A basse température la surface est quasi totalement couverte de CO et la réaction ne se produit que sur un petit nombre d'atomes d'O fixés aux places laissées libres par l'évaporation de CO.

A haute température, en présence d'un excès de O, la surface est presque entièrement recouverte de O et la vitesse de réaction est limitée par la fréquence des chocs des molécules de CO. Avec un excès de CO, la surface est largement découverte et la vitesse est limitée par la fréquence des chocs des molécules de O.

2° *H et O.* Mêmes conclusions, le rôle de CO étant ici tenu par H. Toutefois à basse température, la vitesse de réaction dépend des traitements antérieurs subis par le Pt. — R. DE MALLEMANN.

Quelques remarques sur les réactions dans les gazogènes et hauts fourneaux. — Jüptner (H.-V.) [*Zeits. f. Phys. Chemie,* **100** (1922), 231-237]. — Procédés algébriques simples pour la représentation des équilibres $CO^2 + C \rightleftarrows 2\,CO$, à volume constant, à pression totale (de l'air primaire) constante.

Application à la réduction de l'oxyde de fer par CO ; la pression initiale doit avoir une valeur minimum pour que l'utilisation du gaz soit complète.

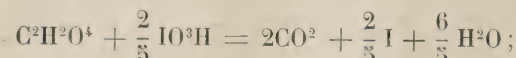
E. DARMOIS.

Réactions induites et catalyse négative. — Dhar (N.-R.) et Mitra (N.-N.) [*Trans. Faraday Soc.*, **17** (1922), 676-681]. — L'auteur passe en revue un certain nombre de réactions du type dit « induit » et remarque qu'elles correspondent en général à une grande sensibilité photochimique. Il y a « catalyse négative » dans des réactions d'oxydations où le catalyseur est lui-même susceptible d'être oxydé. L'interprétation de ce phénomène doit être recherchée dans la formation d'un complexe intermédiaire.

L'auteur a cherché à établir expérimentalemement la loi suivante : une réaction chimique détermine toujours par « induction » une autre réaction du même type. — R. DE MALLEMANN.

Préparation d'un pétrole à l'aide d'une huile végétale. — **Mailhe** [*C. R.*, **173** (1921), 358]. — Des vapeurs d'huile de lin sont chauffées, entre 550° et 650° C, au contact d'un catalyseur de cuivre électrolytique associé à de la magnésie, de l'alumine ou du kaolin, aggloméré en boules et chauffé dans un tube de cuivre. La fraction liquide obtenue, soumise ensuite à l'hydrogénation sur le nickel à 180° C, fournit des pétroles et essences contenant en grande proportion des carbures benzéniques et cycliques saturés. — J. Villey.

Réaction mutuelle de l'acide oxalique et de l'acide iodique. Influence de différents catalyseurs. — **Lemoine** (**G.**) [*C. R.*, **173** (1921), 7-13]. — Une note antérieure [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 77 D] a indiqué l'action de la température sur la réaction



$$C^2H^2O^4 + \frac{2}{5} IO^3H = 2CO^2 + \frac{2}{5} I + \frac{6}{5} H^2O ;$$

cette nouvelle note relate les résultats observés relativement à l'action de divers catalyseurs (mousse de platine, noir de platine, charbon de bois, charbon de sucre). L'efficacité de chacun d'eux est évaluée par la réduction relative du temps t pendant lequel la moitié du mélange initial est décomposé. Le noir de platine s'est montré beaucoup plus actif que les autres catalyseurs, surtout aux températures peu élevées : à 10° C, le temps t est réduit à la fraction 0,000 025 de la valeur observée sans catalyseur — J. Villey.

Réaction mutuelle de l'acide oxalique et de l'acide iodique. Influence de la lumière. — **Lemoine** (**G.**) [*C. R.*, **173** (1921), 192]. — Troisième note relative à l'étude de la vitesse de la réaction. Les expériences ont été faites à la lumière solaire par beau temps, en portant préalablement le mélange à la température d'équilibre qu'entretient l'absorption du rayonnement solaire. L'augmentation de vitesse de réaction observée correspondait seulement à celle qu'aurait donné, à l'obscurité, une élévation de température de 7° C. — J. Villey.

Formation de l'acide cyanhydrique à partir d'azote et de carbures d'hydrogène dans l'arc électrique. — **Kœnig** (**A.**) et **Hubbuck** (**W.**) [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 202-224]. — Etude expérimentale de la formation de HCN à partir de mélanges d'azote et d'acétylène, d'acétylène et d'hydrogène, de méthane, d'éthylène. Bibliographie. — P. Job.

Sur un effet catalytique particulier dans les synthèses chimiques par les décharges électriques. — **Paneth** (**F.**) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **100** (1922), 367-371]. — Si on fait passer des décharges dans H^2 raréfié entre électrodes d'étain on ne constate aucune combinaison ; celle-ci a lieu au contraire si l'hydrogène renferme des traces de carbures (méthane par exemple). Les expériences sont publiées ailleurs [*Ber. d. Deutsch. Chem. Gesell.*, 55 (1922)] ; la combinaison a pour formule SnH^4.

L'auteur rapproche cette action : 1° de l'apparition dans les tubes à décharges de la modification H^3 (Thomson, Aston) ; 2° de l'obtention d'une modification active de l'azote (Strutt) ; dans ce dernier cas un grand nombre d'impuretés favorisent la réaction.

Par analogie avec ce qu'on admet dans les rayons positifs, on peut admettre la présence d'associations éphémères du genre Sn H, Sn H^2, Sn H^3, ce qui augmente les chances de formation d'une combinaison SnH^4, stable une fois formée. L'effet

catalytique mentionné est d'ailleurs inexpliqué pour le moment ; on constate que les substances étrangères donnent des produits de condensation qui recouvrent la cathode ; c'est peut-être à cet endroit qu'elles deviennent efficaces par ionisation.

E. Darmois.

Action de l'effluve électrique sur les liquides. — **De Hemptinne (A.)** [*Ann. Scient. Brux.*, **42** (1923), 263-267]. — En soumettant des huiles minérales, végétales ou animales à l'action de l'effluve, on observe des polymérisations qui occasionnent une augmentation de la viscosité de l'huile. Sa polymérisation est proportionnelle à l'intensité du courant, pourvu que la densité de courant reste dans certaines limites ; la quantité d'huile polymérisée par unité d'énergie décroît quand la pression de l'atmosphère gazeuse croît, et croît avec la fréquence du courant alternatif produisant l'effluve. L'intensité du courant jouant le principal rôle, il faut en conclure que ce sont les électrons situés dans le milieu siège de l'effluve qui agissent le plus, car le phénomène ne paraît pas trop influencé par la nature du gaz. — A. Foch.

Sur la synthèse de l'ammoniaque par le choc d'électrons lents. — **Andersen (E.-B.)** [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 54-52]. — Le vase à réaction est un ballon de verre où l'on peut amener le mélange de N^2 et de H^2 purs et secs en proportion et sous une pression quelconques ; l'ammoniaque formé est absorbé par de l'acide sulfurique concentré. Les électrons destinés à produire la réaction sont émis par un fil de tungstène incandescent (cathode) placé entre deux lames de platine (anodes) portées au potentiel choisi ; le courant électronique atteint de 1 à 2 milliampères.

La réaction commence à se produire d'une façon notable quand le potentiel accélérateur atteint une valeur voisine de 17 volts. On admet qu'elle commence à 17,7 v, potentiel d'ionisation de l'azote. La vitesse de réaction augmente dans son ensemble avec le potentiel accélérateur, toutefois avec des maxima et des minima secondaires dont le sens n'a pas été reconnu.

La vitesse de réaction dépend des proportions du mélange. Elle n'est pas maximum pour la proportion stœchiométrique mais pour un grand excès d'azote. Cette raison, jointe à beaucoup d'autres fait penser que la réaction se produit entre l'azote activé (peut-être ionisé) et l'hydrogène à l'état ordinaire.

La vitesse de réaction augmente avec la pression, au moins dans les limites observées. — R. Fortrat.

Contribution à l'étude de la combustion des combustibles liquides dans les moteurs. — **Wehrmann (F.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **27** (1921), 423-441].

P. Job.

Sur l'inflammation spontanée du jet d'hydrogène. — **Ritter (F.)** [*Zeits. f. Techn. Phys.*, (1922), 222-225]. — Spécialement par temps humide et dans une atmosphère poussiéreuse, on a souvent remarqué que l'hydrogène servant au gonflement des ballons s'enflamme. Ces inflammations spontanées se produisent quand le gaz atteint une poche de l'enveloppe, ou lorsque le gaz s'échappe par une fissure, ou lorsqu'on sépare la pipe d'alimentation de l'enveloppe du ballon. L'auteur donne une explication du phénomène basée sur la considération des différences de potentiel électrostatiques développées entre les diverses parties du ballon, de la pipe, du sac et des bouteilles d'hydrogène. Il décrit les observations faites pendant diverses opérations de gonflement, ainsi que quelques essais effectués. Le

moyen d'éviter l'inflammation du gaz consiste à utiliser des pipes de section assez forte pour que le gaz ne subisse aucune surpression; la vitesse d'écoulement doit être faible; on emploie également un cas spécial. L'auteur compare ses travaux à ceux de W. Nusselt et souligne l'accord existant entre ces deux sortes de travaux.

L. Vaslot.

Sur les explosions à volume constant. — **Lees** (S.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **20** (1921), 285-290]. — En déterminant l'énergie interne d'un gaz à volume constant, la chaleur venant d'une explosion à l'intérieur du récipient, on trouve en général des valeurs légèrement supérieures aux valeurs obtenues à pression constante, la chaleur venant de l'extérieur. L'auteur explique ce fait par des variations de température aux différents points du gaz, la chaleur spécifique étant fonction de la température. Se basant sur des mesures de températures faites par Hopkinson, il détermine l'allure générale des courbes donnant la distribution de la température au moment de la pression maxima. — Th. Aron.

Expériences sur l'inflammation des gaz par compression brusque. — **Tizard** (H.-T.) et **Pye** (D.-R.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 79-121]. — On comprime brusquement dans un cylindre un mélange combustible d'air avec de l'heptane, de l'éther éthylique ou du sulfure de carbone. Si on enregistre la pression dans le cylindre, on observe après l'augmentation de pression due à la compression, une légère diminution due au refroissement des gaz ; après un certain temps, mesurant le *retard à la combustion*, la pression monte brusquement, indiquant la combustion du mélange et redescend assez rapidement quand les gaz brûlés se refroidissent.

On trouve que : 1. à la température minimum d'inflammation par compression, la chaleur dégagée par la combustion est juste égale à celle évacuée par les parois du cylindre ;

2. Si on mesure la perte de chaleur à la température minimum d'inflammation et si on détermine les retards à la combustion pour différentes températures, on peut calculer le coefficient de température de la réaction gazeuze ; ces coefficients valent

pour le mélange		air-heptane.	13 200
—	—	air-éther.	12 600
—	—	air-sulfure de carbone.	8 500

3. La vitesse de réaction paraît indépendante de la concentration du gaz combustible; la quantité d'oxygène présent jouerait un rôle prépondérant. Ce point devra être confirmé ;

4. L'explication, par la théorie de la radiation, des réactions chimiques, d'après laquelle une réaction exige pour se produire l'absorption d'une radiation de fréquence déterminée, conduit à des valeurs du coefficient de température incompatibles avec celles données par les expériences précédentes ; toutefois, il se pourrait qu'il existe une relation assez indirecte entre les coefficients de température des réactions gazeuses et les spectres infra-rouges des substances réagissantes.

A. Foch.

Abaque de vitesses de l'onde explosive. — **Aranaz** (R.) [*Rev. Acad. Ciencias Madrid*, **19** (1920), 129-138]. — L'article commence par une description de la méthode de M. Dautriche [*C. R.*, **143** (1903) 641 ; **144** (1907), 1030] pour la mesure des vitesses de détonation des explosifs. Pour faciliter le calcul des vitesses, l'auteur donne la construction de l'abaque correspondant à la formule $Vd = kD$,

qui représente un paraboïde hyperbolique si les variables sont V, D et d. Dans cette formule, V est la vitesse cherchée de l'explosion ; D, la distance entre les deux amorces ; d, la distance entre le milieu du cordeau détonant et le point de rencontre dans celui-ci des deux ondes explosives et $v = 2k$, la vitesse du cordeau détonant. L'abaque est formé par trois systèmes de droites situées dans le plan (dD) : deux de ces systèmes de droites sont les faisceaux correspondants aux équations d = constante et D = constante ; le troisième est constituée par les sections du plan (dD) par les plus du faisceau $d = \frac{k}{V} D$, où V est le paramètre variable du faisceau. Il est évident que si l'on connaît d et D on a directement V. Quand il correspond au cordeau détonant employé une constante k' différente de (k) qui a servi pour construire l'abaque, il suffit de prendre pour D, au lieu de la distance entre les deux amorces, sa valeur multipliée par $\frac{k'}{k}$. — J. Cabrera.

Nature de la valence secondaire. — V. Coefficient de partage dans les systèmes contenant l'eau comme composant, étude de la valeur absolue des constantes de série. — VI. Résumé et discussion — Smith (H.-W.) [*Journ. of Phys. Chem.*, **26** (1922), 256-271 ; 349-357]. — Pour comparer les coefficients de partage de différents corps dans différents couples liquides, il est commode d'extrapoler la valeur du coefficient pour une concentration donnée dans un des solvants. Si P est ce coefficient de partage ; V_m, le volume moléculaire du corps dissous au point d'ébullition, l'expérience montre que l'on a $\log 100\,P = \frac{V_m}{6\,000} \pm a$, la quantité a gardant la même valeur pour un grand nombre de substances (pour le même couple de liquides), les différentes valeurs de a pour un même système et pour les différents systèmes contenant un même composant se déduisent les uns des autres par une simple proportion. Considération sur la nature des forces intramoléculaires. — P. Job.

Dissolutions et mélanges.

Absorption. Adsorption.

La corrosion de l'acier et du fer. — Hadfied (R.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 472-486]. — Essais de corrosion d'aciers et de fers soumis à diverses actions : air ordinaire, air chargé de vapeurs acides, eau naturelle, eau de mer. Quand le métal contient environ 0,2 pour 100 de cuivre, la surface primitivement nettoyée résiste mieux aux agents atmosphériques ; le métal recouvert d'une couche protectrice ne paraît pas tirer de la présence du cuivre un supplément de résistance; il semble même, pour le métal galvanisé, qu'il y ait intérêt à éviter toute impureté.

Quand le fer est immergé, la présence d'une légère quantité de cuivre ne paraît pas dangereuse ; mais les études sont très délicates, en raison de l'influence apportée par le moindre corps étranger.

L'auteur n'a pas étudié les aciers « inoxydables » au chrome, dont l'emploi, en raison du prix, doit être réservé à des applications particulières. — A. Foch.

La corrosion des métaux à base de fer. — J.-N.-F. [*Nat.*, **110** (1922), 878-880]. — Analyse du travail de R. Hadfield sur la corrosion du fer et de l'acier par l'eau de la mer. — L. Brüninghaus.

Contrôle de la corrosion des fers par la « désactivation » de l'eau. — **Speller (F.-N.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 515-542]. — Description des procédés et appareils utilisés actuellement pour éviter l'oxydation, par l'eau, des fers et aciers des canalisations, réservoirs, chaudières, etc... L'auteur se limite au cas très général d'eau douce dont le seul agent oxydant est pratiquement l'oxygène dissous.

1° Procédé d'extraction chimique de cet oxygène : on fait passer l'eau chaude d'alimentation, de façon continue, sur des lames de fer de grande surface qui absorbent l'oxygène, l'hydrate de fer colloïdal entraîné étant coagulé et retenu sur un filtre de magnésie granulée.

2° Procédé d'extraction de l'oxygène par l'ébullition et le vide. Description d'appareils.

3° Combinaison des deux procédés. Traitement par l'ébullition et le vide suivi du traitement chimique.

Les résultats cités montrent l'efficacité de ces procédés. — C. Florisson.

La corrosion du fer et de l'acier. — **Fuller (T.-S.)** [*Gen. Electr. Rev.*, **25** (1922), 425-427]. — Excellent exposé de l'état actuel de la question. L'auteur rappelle en particulier ses propres expériences permettant d'étudier l'altérabilité d'un métal en observant l'action d'une goutte d'eau distillée sur sa surface polie. Il rappelle aussi l'emploi du réactif indiqué par Cushman et Walker; celui-ci, formé d'un mélange de phtaléine et de ferricyanure, se colore en rouge dans les régions où prédominent les ions OH et où se forme la rouille, et en bleu dans les endroits où des ions Fe entrent en dissolution. — F. Wolfers.

La nature de l'action corrosive, et le rôle des colloïdes dans la corrosion. — **Bengough (G.-D.) et Stuart (J.-M.)** [*Chem. News*, **125** (1922), 161-164]. Discussion des cas où la corrosion des métaux par les liquides, peut être attribuée à des actions électrochimiques et de ceux où il y a lieu de considérer une action simplement chimique. Action de l'écrouissage sur la formation d'éléments de pile locaux.

Dans le cas où il y a formation d'un oxyde colloïdal au contact du métal, si celui-ci peut s'éloigner par diffusion la corrosion continue, si au contraire il adhère, comme dans le cas des gels, il constitue une couche protectrice.

H. Weiss.

Sur la vitesse de diffusion dans les solutions solides or-argent et la mesure du coefficient de diffusion de l'or dans l'argent à 87° C. — **Fraenkel (W.) et Houben** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **2** (1921), 38]. — La mesure de la diffusion est faite au microscope, après coloration par une solution de sulfure d'ammonium. Le coefficient de diffusion est 0,000 037 cm²:jour à 870° C. — G. Bruhat.

L'interpénétration des solides. — **Weiss (H.) et Lafitte** [*C. R.*, **173** (1921), 146]. — Compléments aux recherches de l'un des auteurs sur l'interpénétration du zinc et du cuivre à une température inférieure au point de fusion le plus bas [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 92 D; corriger zinc et cuivre, au lieu de fer et cuivre].

Les auteurs n'ont pas trouvé de discontinuité pour cette interpénétration, à la température de fusion du plus fusible (expériences Zn-Cu, à 400° et 420° C); à 100° C, en un mois, ils ont déjà décelé une pénétration très appréciable du zinc dans le

cuivre; enfin, la généralité de ce phénomène a été vérifiée par des expériences dans lesquelles Sn, Sb, Ag, Au, Ni étaient alliés au Cu; avec l'aluminium, l'interpénétration ne se fait pas, sans doute à cause de la couche d'alumine. — J. Villey.

Influence de la température sur la vitesse d'interpénétration des solides. — **Weiss (H.) et Henry (P.)** [*C. R.*, **174** (1922), 292]. — L'alliage argent-antimoine à 14 pour 100 d'antimoine présente, après attaque par le perchlorure de fer acide, l'aspect micrographique suivant : un fond blanc de solution solide riche en argent, sur lequel se détachent des dendrites rouges violacées de Ag^3Sb. Les auteurs ont observé la vitesse de dissolution de Ag^3Sb dans la solution solide : un grand nombre de petits échantillons de l'alliage ont été recuits à diverses températures pendant des durées croissantes, jusqu'à ce que le constituant Ag^3Sb ait juste disparu, et les durées de recuit correspondantes ont été notées. La formule qui représente le mieux les résultats est la suivante :

$$v = Ka^T$$

où v est la vitesse de dissolution, T la température absolue, a et K deux constantes.
A. Blanc.

Influence du facteur temps sur l'interpénétration des solides par réaction chimique. — **Weiss (H.) et Henry (P.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1421]. — Les expériences ont porté sur les couples de métaux Ag-Sb et Cu-Sb, qui donnent, à partir de leur surface de contact, une zone de composé défini, coloré naturellement ou facilement colorable par un réactif approprié. Le temps θ nécessaire pour produire une zone d'épaisseur x est donné par la formule :

$$\theta = \frac{n}{2} x^2.$$

La constante n est elle-même une fonction de la température de la forme $\frac{1}{Ka^T}$ ($a = 1{,}02$ pour Ag-Sb et 1,018 pour Cu-Sb). — A. Blanc.

Frottement des parois de verre avec un agitateur. — **Fricke (R.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 244-245]. — On peut, par ce procédé, faire apparaître un précipité même dans l'eau distillée. Ce précipité est constitué par de fines parcelles de verre détachées par le frottement. — P. Job.

Remarque sur la note de M. R. Fricke sur le frottement des parois de verre avec une baguette de verre. — **Dede (L.)**. — **Réponse à la note précédente.** — **Fricke (R.)** [*Zeits. f. Eleсktroch.*, 28 (1922), 364-366]. — Polémique à propos d'une note parue dans le même journal [28 (1922), 244].
P. Job.

Nouvelle note sur le frottement des parois d'un récipient avec un bâton de verre. — **Fricke (R.)** [*Zeits. f. Electroch.*, **29** (1923), 44-46]. — Suite à une discussion.

L'auteur cite une expérience qui peut avoir son intérêt même comme expérience de cours. Dans le mélange d'une solution à 6 pour 100 de bitartrate de Na et d'une solution de KCl saturée en excès, on introduit une pince entre les branches de laquelle est placé un morceau de verre. Si l'on brise le morceau de verre au moyen de la pince il y a cristallisation immédiate. — P. Job.

Théorie des solutions concentrées. Séparation de solides à partir de mélanges organiques. — Timmermans (J.) [*Bull. Soc. Chim. Belg.*, **30** (1921), 276-290]. — Une étude des données expérimentales relatives aux températures de fusion et d'ébullition des mélanges organiques montre que les écarts avec les propriétés des mélanges parfaits ne peuvent pas toujours s'expliquer par l'existence de composés définis ou la polymérisation des molécules. Il y a lieu de faire intervenir certains facteurs physiques tels que la formation de cristaux mixtes ou le fait que les liquides ne sont pas miscibles en toutes proportions. L'auteur étudie en particulier la manière dont les mélanges s'écartent de l'équation thermodynamique $\log_e C = \frac{Q(T_0 - T)}{2 T_0 T}$ (Q, chaleur de fusion du composant qui se sépare ; C, nombre de molécules de ce composant pour 100 molécules du mélange ; T, température de solidification commençante ; T_0, température de fusion du composant pur — même comparaison pour les températures d'ébullition). — Il a vérifié qu'il est possible de séparer certains mélanges en deux phases non miscibles par un refroidissement suffisant (neige carbonique ou air liquide). — P. Job.

Le gonflement du caoutchouc dans différents liquides. — Ostwald (W.) [*Koll. Zeits.*, **29** (1921), 100-105]. — Après une revue à ce propos, Wo. Ostwald tire les conclusions suivantes : 1° Le gonflement et la solubilité du caoutchouc brut ou vulcanisé dans les liquides appropriés, dépendent de la constante diélectrique de ceux-ci, ils diminuent lorsque cette constante augmente. 2° En première approximation, la formule suivante est applicable :

$$\sqrt[n]{Q}.D = K;$$

Q étant la grandeur du gonflement ; n, un facteur numérique compris entre 2 et 3 ; D, la constante diélectrique. Les écarts seraient de nature accidentelle. 3° A la solubilité en volume, il faut substituer le volume du liquide imbibé. 4° Ainsi, on retrouve la formule proposée par Walden pour représenter les relations entre la solubilité de certaines matières organiques et la constante diélectrique, à cela près que n étant égal à 3 dans la formule de Walden, dans le cas du caoutchouc ce nombre varie de 2 à 3. — Malfitano et Catoire.

La décantation centrifuge. — Berline (R.) [*Chim. et Ind.*, **6** (1921), 737-745]. — Elle permet de clarifier les liquides tenant des solides en suspension ou de séparer les éléments des liquides émulsionnés. L'auteur montre les avantages qu'elle présente sur la décantation par gravitation, et la compare aussi à la filtration. Il étudie ensuite la théorie de la décantation centrifuge, et montre qu'on a intérêt à faire circuler le liquide en couche mince, et à augmenter le nombre de tours à la minute plutôt que le rayon, bien qu'on soit souvent limité dans cette voie par les dangers d'obstruction des appareils. Il examine les conditions d'évacuation des liquides séparés par la force centrifuge, et termine par une monographie des appareils de décantation centrifuge : modèles courants à grand diamètre et à faible vitesse de rotation (de l'ordre de 3 000 tours à la minute), modèles à bol, à assiettes, enfin supercentrifugeuses Sharples. Ces dernières, de faible diamètre (de l'ordre de 12 centimètres), font 17 000 à 40 000 tours par minute ; la force centrifuge à la périphérie y vaut 17 000 à 40 000 fois la pesanteur. Des applications sont indiquées en même temps que les appareils. — R. Levaillant.

Le problème des solutions. — [*Nat.*, **110** (1922), 470]. — Réflexions sur un article paru dans *Chemical Age* le 2 septembre dernier. L'auteur de l'article y défendait la théorie de l'hydrone due à Armstrong. Quoique vérifiée dans une certaine mesure expérimentalement, cette théorie implique des hypothèses difficiles à contrôler, et l'hypothèse d'Arrhénius, quoique encore imparfaite, reste préférable. — L. Brüninghaus.

Sur la théorie moléculaire des solutions. — **Bradford (S.-C.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 897-904]. — Dans une note antérieure [*Phil. Mag.*, **38** (1919), 696-705], l'auteur avait admis que, dans les phénomènes de solution, la tension superficielle du solide est diminuée par la présence du liquide, de sorte qu'un certain nombre de particules solides ont assez d'énergie pour passer dans le liquide. Or, si on considère l'abaissement cryométrique du point de fusion d'une solution comme la somme de deux effets, l'un dû à la présence d'un soluté ayant même champ moléculaire que le solvant, l'autre à une altération de la pression interne, on voit que cet abaissement sera particulièrement fort pour les solutions électrolytiques où la pression interne a fortement varié. Mais la tension superficielle a elle-même pour mesure la pression interne. On détermine alors : 1° L'accroissement de l'effet cryométrique dans un électrolyte par rapport à ce même effet pour un non-électrolyte. 2° L'accroissement de tension superficielle pour l'électrolyte (par la méthode de l'ascension capillaire, les autres méthodes donnant des résultats différents).

Le rapport de ces accroissements est constant et égal à 0,64 pour les solutions de sels alcalins et de chlorures alcalino-terreux, seuls corps pour lesquels on possède des données de tension superficielle par la méthode de l'ascension capillaire. Pour les sulfates de cuivre et de magnésium, il semble qu'il se produit des aggrégats de molécules perturbant les mesures. — A. Foch.

Rapport entre les théories des solutions de Dolezalek et de Planck. — **Cassel (H.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 235-237]. — Dans une série de travaux théoriques, B. Waguer a cherché à montrer que la théorie de Dolezalek est un cas particulier de celle de Planck.

Si on construit une courbe représentant la pression totale de vapeur d'un mélange de 2 liquides en fonction de la concentration, cette courbe devrait, soit coïncider avec la droite joignant les points des deux corps purs, soit avoir avec celle-ci au moins un point commun supplémentaire. L'expérience indique le contraire, d'où la nécessité des hypothèses supplémentaires de Planck.

E. Darmois.

Diffusion et intertraction. — **Schoneboom (C.-G)**. [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 531-538]. — A. Wright avait découvert qu'en superposant avec précaution à une solution à faible concentration de sel un peu de sérum du sang, il se produit un mouvement *en masse* des deux fluides l'un dans l'autre ; c'est le phénomène de l'*intertraction*, différent de la diffusion, laquelle se produit après l'intertraction et est caractérisée par des *filets* pénétrant d'un liquide dans l'autre.

Schoneboom a réussi à reproduire le phénomène, en remplaçant le sang par un colloïde quelconque, et le sel par un électrolyte ou certains produits organiques (urée, quinine, etc.) ; il a même étendu l'expérience à tous les composés, organiques ou non, suffisamment solubles dans l'eau et tels que la différence des densités des solutions supérieure et inférieure ne fût pas trop grande ; par exemple HCl sur KNO^3. Il semble qu'il faille attribuer le phénomène à des effets de tension superficielle. — A. Foch.

L'analyse interférométrique des mélanges liquides de substances organiques. — Cohen (E.) et Bruins (H.-R.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, 103 (1922), 337-348]..— L'appareil employé est l'interféromètre Rayleigh-Löwe (construction Zeiss). Les 2 faisceaux interférents traversent deux cuvettes identiques contenant les liquides dont on compare les indices (en même temps qu'une certaine épaisseur du liquide thermostatique). La substitution d'un liquide légèrement différent dans une des cuvettes déplace le système de franges (frange rouge centrale et deux franges noires); on le ramène par rotation d'un compensateur à la position initiale. Dans l'appareil étudié, une largeur de frange correspond à 21 divisions. La frange de comparaison est produite par deux faisceaux qui traversent le liquide thermostatique. Il est recommandé d'opérer avec deux solutions titrées qui encadrent la solution de titre inconnu ; les auteurs signalent un déplacement anormal des franges qui doit se produire dans un certain intervalle de concentration.

Les liquides étudiés sont $C^2H^2Cl^4$, $C^2H^2Br^4$. La méthode comporte pour ces liquides des causes d'erreurs fort importantes, elles tiennent :

1° à l'indice du liquide thermostatique ; il faut le choisir aussi près que possible de celui du liquide étudié. Pratiquement les auteurs ont du prendre $C^2H^2Cl^4$ lui-même comme bain.

2° à l'influence de la température sur l'indice du solvant ; une différence de 0,01° produit un déplacement de 10 divisions. Un dispositif spécial est indiqué pour réduire cette erreur.

3° à l'évaporation des liquides. On l'évite en fermant les cuvettes par un couvercle métallique et en les remplissant complètement.

4° à l'absorption de vapeur d'eau par les liquides. L'addition de 5mg d'eau à 35 g de $C^2H^2Cl^4$ donne un déplacement de 85 divisions. On conserve les liquides sur P^2O^5 et l'on prend des précautions particulières pour le remplissage.

Moyennant ces précautions, les mesures sont fidèles ; elles se reproduisent à 1 division près. Cette précision est incomparablement plus facile à atteindre avec les solutions aqueuses. — E. Darmois.

Méthode précise pour la détermination des coefficients de diffusion dans des solvants quelconques. — Cohen (E.) et Bruins (H.-R.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, 103 (1922), 349-403]. — Les données qu'on possède sur les coefficients de diffusion sont variables d'un auteur à l'autre (jusqu'à 60 pour 100) ; le même auteur trouve souvent des nombres différant de 5 à 10 pour 100. On peut affirmer que pour les températures éloignées de la température ordinaire et les liquides organiques, les méthodes proposées jusqu'ici sont inutilisables.

Les auteurs font une étude critique des différents procédés, et posent les conditions à remplir pour une méthode précise. La méthode finalement choisie se rapproche de celle de v. Wogau [*Ann. der Phys.*, 23 (1907), 345]. Le vase à diffusion est construit de façon à réduire pratiquement à zéro les perturbations au début et à la fin de la diffusion ; il est placé dans un thermostat à air qui définit la température à quelques centièmes de degré près. La durée de la diffusion est définie à moins de 1 minute près, la hauteur des couches diffusantes à 0,1 pour 100. Des détails très précis sont donnés sur la construction des appareils.

Après la diffusion, l'analyse des liquides est faite à l'aide de l'interféromètre Rayleigh-Löwe (construction Zeiss) que les auteurs ont adapté à l'étude des liquides organiques (voir communication précédente).

Les résultats obtenus sont faciles à reproduire à quelques millièmes près dans les cas (solutions aqueuses) où la précision obtenue jusqu'ici était 2 à 3 pour 100.

La méthode donne les coefficients de diffusion vrais (diffusion d'une solution étendue dans le liquide pur).

Ex. : pour KCl 0,1 n à 19,97°, on trouve

$$D = 1{,}444 \text{ cm}^2 : 24 \text{ h}.$$

Les causes d'erreur sont discutées. Il semble que les écarts avec la loi de Fick sont nuls pour les liquides organiques, et que c'est seulement pour les électrolytes qu'ils prennent une allure systématique. [Cf. Thovert. *Ann. de Phys.*, 2 (1914), 378]. — E. Darmois.

Sur la validité de la loi de Stokes-Einstein pour la diffusion des molécules. — Cohen (E.) et Bruins (R.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, 103 (1922), 404-450]. — D'après Einstein on aurait $D = \frac{\overline{\Delta}^2}{2t}$ et $\overline{\Delta}^2 = \frac{2RT}{N} Bt$ où B est la mobilité; celle-ci, d'après Stokes, serait $B = \frac{1}{6\pi\eta r}$, d'où la relation de Stokes-Einstein

$$D = \frac{RT}{N} \frac{1}{6\pi\eta r}. \qquad (1)$$

La validité de cette formule semble démontrée pour des particules de grosseur telle que la loi de Stokes puisse être directement étudiée. Pour les molécules et ions, il n'est pas douteux que la viscosité est un des facteurs qui déterminent D; d'autre part, le rayon moléculaire calculé par la loi de Stokes est de l'ordre de grandeur attendu. Mais les différences atteignent 25 pour 100, quelquefois 100 pour 100 et plus ; elles ne peuvent s'expliquer par les erreurs sur D. Les auteurs ont entrepris d'étudier de nouveau la relation entre η et D en faisant varier seulement la température.

Pour se rapprocher autant que possible de la self-diffusion, on choisit deux substances de volumes moléculaires voisins, et toutes deux « normales » : $C^2H^2Cl^4$ symétrique (dissolvant) et $C^2H^2Br^4$ symétrique (diffusant). Les deux substances sont peu volatiles, de densités très différentes (1,60 et 2,97) et d'indices très différents (1,50 et 1,63); elles sont préparées et purifiées avec soin; des indications sur les densités, points d'ébullition, etc., sont données.

Les mesures de diffusion sont faites par la méthode décrite dans la communication précédente. Des difficultés particulières se présentent pour les liquides organiques (propreté des appareils, séchage des liquides, etc.). Les mesures sont faites aux températures de 0°, 8°, 15°, 25°, 35°, 50° C. Les valeurs de D sont résumées dans le tableau suivant (cm² : 24 h).

θ	0,44°	7,70°	15,00°	25,00°	35,61°	51,10° C
D	0,303	0,362	0,429	0,528	0,640	0,824

Les mesures de viscosité sont faites aux mêmes températures avec un viscosimètre d'Ostwald (en verre); capillaire : $d = 0{,}0408$ cm ; $l = 16$ cm ; hauteur de chute 15 cm environ. La vitesse d'écoulement de l'eau à 50° C est 8,6 cm : s. Cette vitesse est inférieure à la vitesse donnée par la formule de Poiseuille, l'erreur est de 0,1 pour 100 [Grüneisen; *Reichsanstalt*, 4 (1905), 151]. Les temps d'écoulement sont mesurés pour $C^2H^2Cl^4$ et pour l'eau. Ils sont supérieurs à 300 s

pour H^2O à 50° C. Les déterminations de densité sont faites au pycnomètre. Des corrections interviennent pour la dilatation du liquide, les effets de la pression capillaire, etc. Des tables indiquent les valeurs de la viscosité relative à l'eau ; en prenant $\eta_{25}^{H^2O} = 0,008926$, on calcule la viscosité absolue $[\eta]$ et la fluidité φ ; celle-ci est donnée par le tableau suivant

θ	0°	10°	15°	25°	35°	50° C
D	37,65	46,57	51,22	61,07	71,50	88,29

Des valeurs de D et de φ, on tire les deux formules d'interpolation

$$B = CT(1 + 0,01923\,\theta - 0,0000134\,\theta^2)$$
$$\varphi = c'T(1 + 0,01917\,\theta + 0,00000925\,\theta^2)$$

D'après la loi de Stokes, pour un rayon moléculaire constant, on devrait avoir

$$B = K\varphi$$

On voit que cette proportionnalité n'est pas rigoureuse. Si on calcule, par exemple, $\frac{D\eta}{T}$ pour la température de 0°, et si on admet qu'il reste constant aux autres températures (r constant), on peut calculer les valeurs de D à 10... 50° C ; on trouve des valeurs qui diffèrent des valeurs expérimentales (différence maxima 3 pour 100 à 50° C). Les erreurs d'expérience ne peuvent expliquer ce désaccord ; il est peu probable également que le rayon moléculaire varie de 3 pour 100. Il faut admettre que la loi de Stokes-Einstein n'est pas rigoureuse quand les rayons des molécules des diluants et de la substance dispersée sont voisins. — E. Darmois.

Mélanges binaires de liquides. — **Faust (O.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 94-102]. — Dans un travail récent [*Id.*, **99** (1921), 71], G. C. Schmidt communique les mesures de pression de vapeur effectuées sur 11 mélanges liquides à différentes températures. L'auteur discute les avantages des deux méthodes statique et dynamique pour la mesure des pressions. Il signale que le mélange acétone-chloroforme a déjà été étudié par Beckmann et Faust (1914), puis par Schulze (1919). A l'aide des proportions moléculaires il calcule, pour ce mélange, la pression P donnée par la règle d'additivité et la compare à la pression π mesurée. Le quotient π/P est représenté, en fonction de la concentration en acétone, par une courbe avec minimum *qui s'aplatit quand la température s'élève*. Ce résultat est d'accord avec la théorie de Dolezalek qui représente quantitativement les variations *relatives* de la pression.

L'auteur calcule de la même façon les déviations éprouvées par la viscosité à partir de la loi additive. Elles sont beaucoup plus importantes que celles de la pression de vapeur (35 pour 100 aux basses températures). La viscosité serait une propriété beaucoup plus sensible et plus facile à mesurer que la pression de vapeur.

Des mesures de la chaleur de vaporisation des mélanges sont en train.

E. Darmois.

Remarques sur la communication précédente. — **Beckmann (E.) et Liesche (O.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 102-103].

1° La théorie de Dolezalek est commode pour la représentation numérique des expériences.

2° Le travail précédent montre qu'elle les représente à condition de former le quotient π/P, ce qui est la façon même de procéder de Dolezalek.

3° La méthode dynamique employée autrefois par Beckmann et Faust ne mérite pas les critiques adressées par Schmidt à la méthode en général.

E. Darmois.

Sur la pression de vapeur des mélanges binaires. — **Cassel (H.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 104-108]. — La théorie de Dolezalek est un cas particulier de la théorie des solutions concentrées développée par Planck et basée sur le théorème de Nernst. On y introduit les hypothèses restrictives suivantes :

(I) Le mélange physique de 2 liquides monomoléculaires ne dégage aucune chaleur à pression constante.

(II) Les exceptions aux régularités déduites de (I) sont causées par des actions chimiques.

(III) Les règles déduites de (I) s'appliquent aux combinaisons en équilibre avec les 2 constituants.

(IV) Si le système est à plusieurs phases, chaque phase contient tous les groupements moléculaires, certains pouvant être en quantité négligeable.

On déduit de (I) l'additivité de V, $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$, $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$, U, c_v, c_p, etc... ; on démontre que la variation d'entropie par mélange est la même que pour le même nombre de molécules de 2 gaz parfaits.

En outre, aux basses températures au moins, la théorie utilise 3 hypothèses accessoires.

a) La vapeur suit la loi des gaz parfaits dans le voisinage de la saturation.

b) Les mélanges de vapeurs suivent la loi de Dalton.

c) La loi de Raoult est exacte pour tous les mélanges.

Dolezalek a depuis renoncé à l'hypothèse (*a*), de sorte que, si la pression de vapeur du mélange ne suit pas la loi linéaire aux températures élevées, cela ne prouve rien contre la théorie.

Les objections récentes de Schmidt reposent sur une mauvaise interprétation des expériences ; Dolezalek a toujours calculé la différence relative entre la pression mesurée et la pression calculée par additivité. Le calcul fait dans ces conditions pour le mélange C^6H^6 — C^7H^8 montre des différences inférieures à 2 pour 100. Les expériences de Schmidt ne sont donc pas contradictoires avec la théorie. Celle-ci, beaucoup plus simple que celles de Van der Waals et de Jahn a d'ailleurs tellement de succès à son actif que sa valeur heuristique n'est pas douteuse.

E. Darmois.

Mélanges binaires de liquides. — **Schulze (A.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 109-116.] — Dans un travail récent [*Id.*, **99** (1921), 71], Schmidt présente des mesures qui infirmeraient la théorie de Dolezalek. Il réduit celle-ci à 3 propositions :

(I) *La pression de vapeur des mélanges de 2 liquides monomoléculaires est, à toute température, une fonction linéaire de la concentration et réciproquement.* — Une exception nette serait le mélange CH^4O — C^2H^6O qui, entre 20 et 100°C, donne des droites, malgré l'association notoire des constituants. L'auteur suggère que ce mélange doit en même temps contenir une combinaison, ce qui produirait la variation linéaire par compensation, comme dans le cas connu $CHBr^3$ — $(C^2H^5)^2O$.

Schmidt énonce que tous les mélanges suivent la loi linéaire aux basses températures, ici les expériences manquent de précision (Cassel).

(II) *La présence d'une combinaison rend la courbe des pressions concave vers le haut ; la concavité diminue quand la température s'élève.* — Schmidt prétend que, pour ses mélanges, la valeur absolue des différences constatées avec la loi linéaire augmente au contraire avec la température. C'est exact ; mais Dolezalek parle de variation relative ; la contradiction disparaît si on calcule celle-ci.

(III) *Si un constituant est monomoléculaire et l'autre associé, la courbe est concave vers le bas ; la concavité diminue quand la température s'élève.* — Même remarque que pour (II). L'auteur calcule, d'après les résultats de Schmidt, le rapport π/P de la pression mesurée à la pression calculée par additivité. Représenté en fonction de la concentration, ce rapport donne une courbe qui obéit à (III) pour les mélanges suivants : benzène-toluène ; benzène-CH^4O ; benzène-acétate de méthyle.

Les mesures de Schmidt, loin d'infirmer la théorie, lui apportent donc une confirmation. — E. Darmois.

Mélanges binaires de liquides. — **Schmidt (G.-C.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 286-291.] — Le travail de l'auteur [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **99** (1921) 71] a été critiqué par Faust, Cassel et Schulze ; il répond provisoirement à ces critiques ; d'autres expériences sont en train.

D'après Dolezalek, la courbe des pressions de vapeur des mélanges de 2 substances monomoléculaires, sans action chimique, est une droite, en fonction de la concentration. Le même résultat doit avoir lieu pour deux substances associées, à condition que le degré d'association reste le même dans tous les mélanges, et même pour 2 substances qui se combinent, au cas où la dissociation de l'une ou de l'autre *compense* la diminution de pression résultant de la combinaison.

L'étude des mélanges $C^6H^6 - C^7H^8$ et $CH^4O - C^2H^6O$ qui donnent de telles droites ne permet pas de décider entre l'un ou l'autre des cas précédents. En résumé la droite ne signifierait rien quant à l'état d'association des 2 constituants.

Dolezalek attribue une grosse importance au dégagement de chaleur lors du mélange ; il est probable que la dissolution (séparation de l'un des corps en particules) s'effectue avec absorption de chaleur, l'interpénétration des 2 corps se faisant avec dégagement de chaleur. Il peut y avoir comme ci-dessus compensation partielle ou totale. La chaleur de mélange donne pour cette raison aussi peu de renseignements sur la grandeur moléculaire des constituants que la pression de vapeur.

E. Darmois.

Diagramme des points de fusion du système phénol-eau. — **Rhodes (F.-H.) et Markley (A.-L.)** [*Journ. of Phys. Chem.*, **25** (1921), 527-534]. — Etudiant les points de fusion on retrouve un hydrate défini du phénol 2 $C^6H^5OH.H^2O$ fondant à 15,9° C, formant des eutectiques avec le phénol et la glace d'autre part.

Malfitano et Catoire.

Solubilités et courbes de refroidissement des mononitrophénols. — **Carrick (L.-L.)** [*Journ. of Phys. Chem.*, **25** (1921), 627-659]. — Il s'agit dans ce travail des courbes de solubilité dans divers solvants des trois mononitrophénols, et des courbes de refroidissement des systèmes binaires et ternaires formés par deux de ces corps ou par les trois réunis. On indique la composition des eutectiques correspondants, et les températures d'eutectie observées. — L. Brüninghaus.

Couches minces de mélanges binaires (glycérides). — **Collet (P.)** [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 128-132].

Contribution à l'étude de l'acide formique. III. — Partage de l'acide formique entre l'eau et l'éther et application aux déterminations analytiques. — **Auerbach (F.) et Zeglin (H.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **103** (1922), 200-237]. — Dans le but de doser l'acide formique, on a proposé de l'extraire à l'éther; l'opération est longue. Les auteurs proposent d'agiter la solution à doser une seule fois avec de l'éther et de doser l'acide dans la phase éthérée. Il faut connaître le coefficient de partage de l'acide entre l'éther et l'eau. Les auteurs le mesurent en dosant l'acide formique par la méthode gravimétrique précédemment indiquée (mémoire I).

Le partage entre l'éther et l'eau est étudié à 18° C pour des concentrations allant jusqu'à plus de 1 mol. : 1 dans l'eau. D'après Nernst, si le corps dissous est dissocié électrolytiquement, il faut rapporter le coefficient à la partie non dissociée; si l'on effectue cette correction (d'après les nombres du mémoire II), on trouve un coefficient variable, fonction linéaire de la concentration.

Résultats analogues si on remplace l'eau par SO^4H^2 0,5 n. et NaCl 2 n. Nernst a signalé que le coefficient de partage n'est pas constant si le corps dissous est associé dans l'un des solvants. On peut ainsi expliquer la variation linéaire en admettant que l'acide formique donne dans l'éther des molécules doubles.

Le rapport $X = \frac{(HCO^2H)_2}{(HCO^2H)^2}$ est 0,15 environ dans les 3 solvants. Le coefficient du partage du monomère, calculé, est 0,395.

On utilise ces mesures comme il a été dit plus haut. — E. Darmois.

Forces d'adhésion en solution. III. — Etudes sur le partage de diverses substances entre deux solvants. — **Schilow (N.) et Lepin (L.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 353-402]. — Le coefficient de partage d'une substance entre deux solvants est en général variable avec la concentration totale de la substance. Même s'il est constant, on ne peut admettre que la loi de Dalton-Henry s'applique. D'autre part, beaucoup d'auteurs (Berthelot, Ostwald, etc...) admettent que la valeur limite du coefficient aux fortes concentrations est égale au rapport des solubilités individuelles. C'est inexact : le rapport est égal à celui, presque toujours différent, des concentrations dans les 2 phases au point triple solide — liquide 1 — liquide 2 (à pression constante). Enfin Nernst a donné du coefficient de partage une expression $K = \frac{C_1}{C_2{}^n}$ où n désignerait le rapport des poids moléculaires de la substance dans les 2 phases. Les auteurs retrouvent théoriquement cette formule dans l'hypothèse où, la concentration totale variant en progression géométrique comme α^m, les concentrations partielles varient de la même façon comme $\beta_1{}^m$, et $\beta_2{}^m$; on a alors $n = \frac{\log \beta_1}{\log \beta_2}$.

(I) Les expériences portent d'abord sur des substances à solubilité limitée dans chaque liquide. Plusieurs cas peuvent se présenter :

1° K est constant; on ne constate aucune différence appréciable entre K limite et le rapport des solubilités partielles.

Ex. : Acide benzoïque-benzène-eau.
Iode-CCl^4-eau.

2° K est constant; les conditions limites sont différentes.

Ex. : Acide cinnamique-éther-eau (23°).

Rapport des solubilités 19,0.

Coefficient de partage au point triple 7,1.

3° K n'est pas constant et la condition limite n'est pas remplie.

Ex. : Acide tartrique-éther-eau (256,0 et 86,0 à 23°,5).

Les nombres expérimentaux montrent de plus une grosse influence réciproque sur la solubilité.

Au lieu de représenter graphiquement K, les auteurs représentent les 2 concentrations partielles en fonction de la concentration totale. On obtient ainsi : soit deux droites (Acide mandélique-benzène-eau), soit une droite et une courbe (Acide benzoïque-benzène-eau), soit deux courbes sécantes ou non (Acide salicylique-benzène-eau). 18 exemples de ces deux derniers cas sont indiqués avec les valeurs de β_1, β_2 et n correspondantes; n est un nombre quelconque.

(II) On étudie le partage de substances miscibles en toute proportion avec chacun des solvants. Pour une concentration limite, les 2 phases liquides sont miscibles.

Ex. : Acide acétique-éther-eau.

La formule de Nernst ne s'applique plus. La notion de solubilité n'a plus de sens; les auteurs y substituent un « pouvoir de dissolution » pour lequel ils signalent quelques régularités.

(III) La vitesse de dissolution est étudiée dans le cas du mélange acide acétique-benzène-eau. Deux séries d'expériences sont faites en maintenant constante la concentration dans la couche aqueuse et la couche benzénique (méthode d'isolement). Les nombres obtenus sont très comparables dans des conditions identiques (température, vitesse d'agitation). La concentration variable (x) est représentée très exactement par $\frac{dx}{dt} = K(S - x)$ où S est *la concentration de saturation*. Le partage se présente comme un processus du 1er ordre; la constante K varie avec la vitesse d'agitation. — E. Darmois.

Y a-t-il redissolution de NaCl en présence d'une solution non congruente soumise à l'évaporation? — Raveau (C.) [*C. R.*, **173** (1921), 772]. — Etant donnée une solution de formule



$$n\,(a\ NO^3Am + b\ NO^3Na + c\ AmCl + H^2O)$$

où $a > b > c$, qu'on adopte la théorie de M. Meyerhoffer ou celle de M. Rengade [*C. R.*, **172** (1921), 218], un fait est certain : lorsqu'il disparaît pa molécules de NaCl, il apparaît des nombres *plus grands* $p\,(a + b)$, $p\,(a + c)$ de molécules NO^3Na, AmCl. Dans le diagramme 1 de la note citée de M. Rengade, l'une au moins de ces conditions n'est pas satisfaite. — A. Blanc.

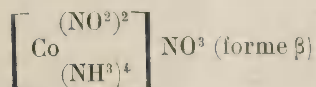
Sur la redissolution d'un sel au cours de l'évaporation isothermique d'une solution. — Rengade (E.) [*C. R.*, **173** (1921), 1 080]. — Réponse à la note précédente; l'auteur maintient l'interprétation qu'il a donnée antérieurement de ses expériences à chaud. — A. Blanc.

Application d'une nouvelle méthode de volumétrie physico-chimique. — Dubrisay (R.) [*C. R.*, **172** (1921), 1658]. — La méthode appliquée aux actions de l'acide borique sur la glycérine et les alcools polyvalents, consiste à étudier la

courbe des températures critiques de dissolution de mélanges dans le phénol, en fonction du titre x de ces mélanges. Dans le cas de l'acide borique et de la glycérine, les températures observées ne s'écartent pas de celles calculées par la règle d'additivité; au contraire, dans les mélanges mannite-acide borique, des écarts très nets manifestent la formation d'un composé. En présence de soude, les mélanges d'acide borique et de glycérine donnent des écarts et manifestent l'existence d'une combinaison des trois corps. Les courbes ne présentent d'ailleurs pas de points anguleux : cela entraîne que ces diverses combinaisons sont sujettes à dissociation.

J. Villey.

Influence de la température sur la solubilité, le coefficient d'activité et le coefficient osmotique des sels. — Brönsted (J.-N.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **100** (1922), 139-150]. — Nouvelle application des idées de Bjerrum sur la dissociation totale des électrolytes forts. L'auteur établit thermodynamiquement des relations entre la température, la solubilité et les 2 coefficients f_a et f_o. Il considère également le cas, déjà étudié expérimentalement, des solutions salines utilisées comme dissolvants. Les formules obtenues sont appliquées à l'étude de la solubilité du sel complexe



dans l'eau pure, NO^3K et NO^3Na 0,1 n, à diverses températures. La vérification est bonne. La chaleur de dissolution calculée concorde avec la valeur mesurée.

E. Darmois.

Sur la diffusion des solutions. — Littlewood (T.-H.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 71-76]. — Indication d'une méthode optique pour trouver la concentration à diverses profondeurs dans une solution où s'effectuent des phénomènes de diffusion par tranches horizontales. Cette solution est contenue dans une cuve présentant une face verticale BC en verre placée dans un récipient contenant de l'eau. Soit i l'angle d'incidence en **a**, R_W l'angle d'émergence en **e**, n_W l'indice de l'eau ; on a

$$n \sin i = n_a \sin r_a = \ldots\ldots = n_x \sin r_x$$
$$n_x \cos r_x = n_w \sin R_w$$

Donc

$$n_x^2 = n^2 \sin^2 i + n_w^2 \sin^2 R_w$$
$$n_x \delta n_x = n_w^2 \sin R_w \cos R_w \delta R_w$$

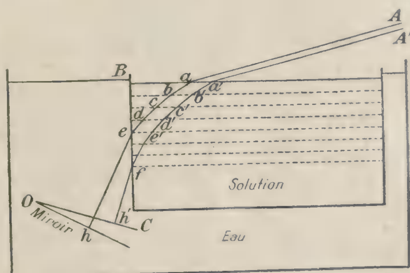


Fig. 1.

Donc la mesure de la rotation δR_W du rayon émergent fera connaître la variation d'indice due au déplacement du point d'émergence de **e** en **f**. Cette rotation peut se déterminer au moyen d'un miroir tournant autour de l'axe O. La connaissance de la variation d'indice avec la concentration permet de trouver cette dernière.

L'auteur admet qu'il y a une relation linéaire entre l'indice de la solution et la concentration. Il déduit de là une méthode de calcul de la constante de diffusion, méthode qui serait naturellement à corriger si son hypothèse n'était pas exacte. Il trouve, pour le coefficient de diffusion dans l'eau pure d'une solution de KCl à 100 g par litre, $k = 1{,}6 \times 10^{-5}$ à 16,9° C ; ce qui concorde assez avec les valeurs obtenues par d'autres expérimentateurs. — A. Foch.

Emploi de l'interféromètre à eau comme mesureur de pression. — Van Doren (L.), Parker (H.-K.) et Lotz (P.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 43 (1921), 2 497-2 501]. — P. Job.

Mesure, au moyen de l'interféromètre à eau, de la pression osmotique de solutions concentrées. — Lotz (P.) et Frazer (J.-C.-W.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 43 (1921), 2 501-2 507]. — Méthode de Frazer et Myrick légèrement modifiée [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 38 (1916), 1907]. Solutions contenant, par litre, de 478 à 910 g de sucre. Températures 30° et 55,7° C. Les pressions mesurées varient de 57 à 273 atmosphères. Aux fortes concentrations, la pression osmotique pour la même teneur en sucre est plus petite à 55° qu'à 30° C, résultat déjà trouvé par Woods.

P. Job.

Sur la variation de la réfraction spécifique des sels dissous en solutions étendues. — Chéneveau (C.) [*C. R.*, 172 (1921), 1 408]. — Dans les solutions très diluées de KCl et $(NO^3)^2$ Mg (pressions osmotiques inférieures à 10 atmosphères), l'auteur a observé une diminution très accentuée du pouvoir réfringent spécifique $\frac{n_D - 1}{d}$ de ces sels ; il la rapproche de celles que Posejpal a signalées pour l'air et l'anhydride carbonique à des pressions inférieures à 1 atmosphère. Dans les solutions de NO^3NH^4, il a observé au contraire une augmentation très notable du pouvoir réfringent spécifique pour les pressions osmotiques inférieures à 4 atmosphères. — J. Villey.

Sur une méthode optique pour la détermination de la solubilité réciproque de liquides peu miscibles. — Chéneveau (C.) [*C. R.*, 174 (1922), 815]. — On peut obtenir par une méthode optique, avec une précision au moins égale à celle de la méthode pondérale, la solubilité réciproque de liquides peu miscibles. Le procédé consiste à mesurer, par la méthode de l'autocollimation rendue différentielle, la différence des indices de la solution et du liquide pur que l'on considère comme le solvant. L'indice du solvant étant lui-même connu, on en déduit celui de la solution et la loi optique des solutions permet alors de calculer la masse du liquide dissous dans 100 g de solvant. La méthode, appliquée à l'étude de la solubilité réciproque de l'aniline et de l'eau, a donné des résultats en excellent accord avec ceux de la méthode pondérale. — A. Blanc.

Sur une application de la méthode optique de détermination de la solubilité d'un liquide dans un autre. — Chéneveau (C.) [*C. R.*, 174 (1922), 1 019]. — Application de la méthode exposée dans la note précédente au cas où l'on met en présence d'aniline une solution aqueuse d'un sel sans action chimique sur l'aniline, minéral ou organique, contenant P grammes de sel pour 1000 g de solution. De l'eau passe dans l'aniline et, inversement, de l'aniline est dissoute par l'eau ; mais optiquement tout se passe comme si cette solubilité inverse n'existait pas. L'abaissement d'indice de l'aniline est proportionnel à la quantité d'eau qui y passe. On arrive aux conclusions suivantes : 1° *Le rapport de l'abaissement d'indice de l'aniline à la quantité d'eau dissoute est bien constant et le même pour des solutions équimoléculaires ;* 2° *le quotient de l'abaissement moléculaire d'indice par la masse moléculaire est constant.* — A. Blanc.

Sur la théorie des mélanges réfrigérants. — Porter (A.-W.) et Gibbs (R.-E.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 787-792]. — Dans un grand nombre d'ouvrages, on lit que si on effectue des mélanges de sel et de glace, on n'obtient la température eutectique τ que si le sel et la glace sont en proportions fixes. Or Guthrie avait

constaté que cela est inexact et que la température eutectique est atteinte pour des rapports de 3 de sel à 1 de glace, ou bien de 3 de glace et 1 de sel. On peut se rendre compte des phénomènes en observant que si l'on doit avoir équilibre entre le sel, la glace et la solution saturée, on est forcément au point eutectique. Si on a m g de sel dissous dans M grammes d'eau et si s_g et s_s sont les chaleurs spécifiques des G grammes de glace et des S grammes de sel initiaux, on a :

$$\tau \, [G s_g + S s_s] = ML + mL_s$$

L étant la chaleur de fusion de la glace et L_s la chaleur de dissolution du sel ; comme $\frac{m}{M}$ est sensiblement égal à $\frac{1}{3}$, quelle que soit la température, on a, en

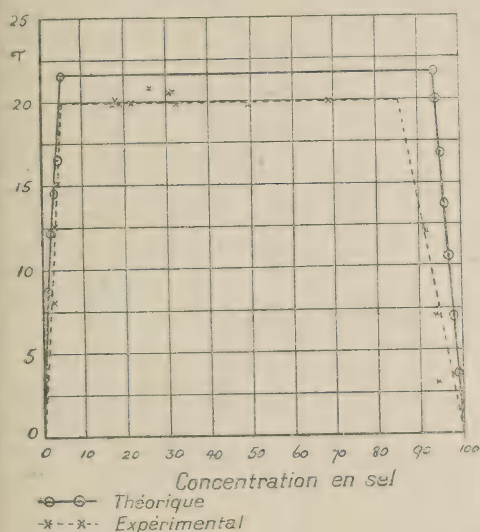


Fig. 1.

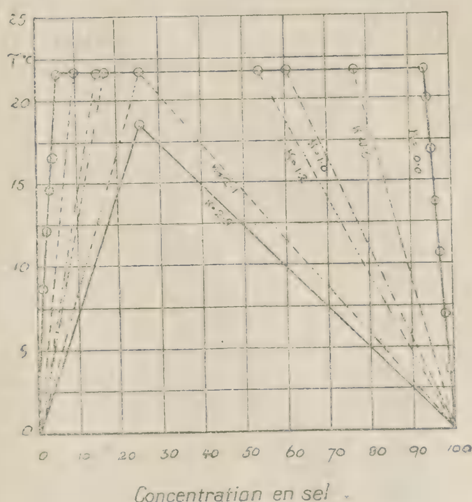


Fig. 2.

remplaçant les diverses quantités par leurs valeurs, si S est faible,

$$M = \frac{3}{20} [G + S]$$

et si G est faible,

$$M = \frac{3}{50} (G + S).$$

On aura par conséquent la température eutectique si

$$S \geqq \frac{1}{20} (G + S)$$

ou si

$$G \geqq \frac{3}{50} (G + S).$$

Si au contraire, lors de l'équilibre final, il ne reste pas de sel ou pas de glace, on vérifie que la température d'équilibre est une fonction linéaire de la concentration.

Généralement, les mélanges réfrigérants servent à abaisser la température d'un

corps ; la capacité calorique de ce dernier intervient, la figure 2 ci-dessus donne les températures finales calculées en fonction du rapport K de la masse en eau du corps à la somme $G + S$ de réfrigérant.

A. Foch.

Effet thermique de vapeurs sur le caoutchouc. — Noughton (A.-S.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1922), 39-44]. — Lorsqu'on plonge une membrane de caoutchouc dans des vapeurs d'éther, de benzine, d'eau, etc., on constate une élévation de température extrêmement brusque qui atteint en quelques secondes un demi degré environ. La température revient à la valeur initiale dans un temps de l'ordre de quelques minutes.

Si alors on retire la membrane de caoutchouc, on observe un abaissement de température, en général un peu différent de l'élévation précédente, mais du même ordre de grandeur. Il semble qu'il se forme une solution solide de la vapeur dans le caoutchouc et que l'effet thermique observé est dû à la chaleur de dissolution.

A. Foch.

Etude du système gaz ammoniac-eau comme base d'une théorie de la solution des gaz dans les liquides. — Neuhausen (B.-S.) et Patrick (W.-A.) [*Journ. of Phys. Chem.*, **25** (1921), 693-720]. — 1° Les auteurs décrivent d'abord une méthode statique pour mesurer la pression partielle d'un composant, lorsque cette pression est très petite par rapport à celle du second composant.

2° Cette méthode a été employée pour déterminer les pressions partielles de l'eau et du gaz ammoniac au-dessus de solutions ammoniacales concentrées à 0°, 20° et 40° C, pour des pressions partielles de gaz ammoniac variant de 1 000 à 4 000 mm de mercure. Les pressions partielles du gaz ammoniac étaient mesurées à 2 ou 4 mm près, celles de l'eau à 0,08 mm près.

3° On a aussi mesuré la solubilité du gaz ammoniac dans l'eau à 0°, 20° et 40° C pour des pressions de 750 à 3 600 mm de mercure ; les densités de ces solutions ont été aussi déterminées.

4° Sur ces bases, on a pu développer la théorie de Graham sur la nature des solutions de gaz dans les liquides, et classer ces solutions d'après quelques propriétés physiques et chimiques des gaz.

5° La formule

$$V = K\left(\frac{P\sigma}{P_o}\right)^{\frac{1}{n}}$$

représente bien la solubilité du gaz ammoniac, du gaz chlorhydrique, de l'anhydride sulfureux et de l'anhydride carbonique dans l'eau pour diverses températures et pressions. Dans cette formule :

V = volume occupé par la masse du gaz liquéfié, dissoute dans un gramme d'eau.

P_o = pression de vapeur du gaz liquéfié à la température considérée.

σ = tension superficielle du même liquide à la même température.

P = pression d'équilibre du gaz.

La constante K pour le gaz ammoniac a la valeur 0,49 et $\frac{1}{n}$ a la valeur 0,69.

6° Cette formule se vérifie également avec le gaz chlorhydrique, l'anhydride sulfureux, le gaz carbonique. — L. Brüninghaus.

Solubilité des gaz dans les liquides. — **Neuhausen** (B.-S.) [*Journ. of Phys. Chem.*, **26** (1922), 553-557]. — Solubilité dans les alcools éthylique et méthylique de NH^3, HCl, SO^2 et CO^2.

La formule $V = K\left(\frac{P\sigma}{P_0}\right)^{\frac{1}{n}}$ est applicable (V, volume du gaz liquéfié dissous par gramme du solvant; P_0 et σ, tension de vapeur et tension superficielle du gaz liquéfié à la température de la mesure; P, pression gazeuse d'équilibre). Les constantes K et n varient suivant le solvant et le gaz dissous. — P. Job.

Solubilité du gaz carbonique et de l'oxyde azoteux dans certains solvants. — **Kunerth** (W.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 512-527]. — Comme, d'après la théorie de Lewis-Langmuir, ces deux gaz ont des structures moléculaires analogues, il est intéressant de comparer leurs solubilités dans divers liquides. Des observations d'une précision de l'ordre de 1 pour 100 ont été faites pour *l'eau, l'acétone, l'acide acétique, l'alcool méthylique, la pyridine, l'alcool éthylique, la benzaldéhyde, l'aniline, l'acétate d'amyle, le bromure d'éthylène, l'alcool isoamylique et le chloroforme*. Pris dans cet ordre, le rapport de la solubilité du gaz carbonique à celle de l'oxyde azoteux décroît régulièrement de la valeur 1,34 (à 20°C) pour l'eau, à la valeur 0,66 pour le chloroforme. Cette variation est faible, et de plus le rapport est presque constant pour chaque solvant, changeant de moins de 1 pour 100 pour 6 solvants, et de moins de 3 pour 100 pour les autres, à l'exception du chloroforme et de l'acétone. En outre, le coefficient de température $\frac{1}{s}\frac{ds}{dT}$ est dans la plupart des cas le même pour les deux gaz. Il est toujours négatif, la solubilité diminuant lorsque la température s'élève.

La loi de Raoult n'est pas valable pour la solubilité de ces gaz dans les liquides étudiés. Le rapport des solubilités du gaz carbonique et du protoxyde d'azote varie régulièrement avec la constante diélectrique du solvant; cette constante peut être considérée comme un indice de la polarité du solvant, d'autre part le gaz carbonique est chimiquement plus actif et par suite a une polarité plus forte que l'oxyde azoteux, et ce résultat suggère que la polarité est peut-être un important facteur en ce qui concerne la solubilité des gaz dans les liquides.

L. Brüninghaus.

Appareil pour déterminer la vitesse de réaction entre gaz et liquide, son utilisation pour déterminer la vitesse de dissolution de l'oxygène dans l'eau dans diverses conditions. — **Becker** (H.-G.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 581-593]. — L'appareil utilisé est essentiellement composé d'un récipient partiellement rempli du liquide en expérience; le liquide est surmonté du gaz à étudier et la vitesse de réaction se détermine en observant la diminution de pression de la masse gazeuse en un temps déterminé.

Un agitateur constitué par un système de palettes entraînées par un moteur électrique permet d'imprimer au liquide une agitation plus ou moins intense suivant la vitesse de rotation du moteur.

L'agitation a une influence considérable sur la vitesse de dissolution et cela,

a) Parce que la surface libre se creuse, augmentant d'aire.

b) Parce que les couches superficielles sont constamment renouvelées.

On se reportera au mémoire pour les données numériques. — A. Foch.

Sur l'aération de colonnes quiescentes d'eau distillée et de solutions de chlorure de sodium. — Adeney (W.-E.), Leonard (A.-G.-G.) et Richardson (A.) [*Proc. Roy. Dublin Soc.*, 17 (1922), 19-28]. — Des colonnes d'eau distillée dépourvue d'air, et pouvant atteindre dix pieds de long, ont été exposées à un courant d'air lent pendant un laps de temps variant de deux à huit semaines; des échantillons pris à différentes hauteurs ont été alors examinés, et la teneur en azote a été déterminée.

Le mélange est causé par le courant descendant résultant du changement constant de la couche d'eau mélangée à l'air, qui peut atteindre dix pieds et même davantage dans l'eau salée, où l'action est plus rapide et plus uniforme. La vitesse de ce courant dépend de la façon dont la concentration et le refroidissement de la surface de l'eau ont lieu par suite de l'évaporation; l'influence de la température n'est pas nulle, ni celle de la concentration. Dans ce dernier cas un optimum a été observé pour une concentration de 1 pour 100 de NaCl. — Ed. Salles.

Sur la solubililité des gaz rares dans l'eau. — Valentiner (S.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 62-63]. — La solubilité du néon dans l'eau à 0°, 17°, et 45°C. a pour valeur 0,026, 0,018, et 0,011 cm^3 : g. — G. Bruhat.

Un nouveau procédé pour séparer par diffusion les mélanges de gaz. — Hertz (G.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 433-434]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands. Leipzig, 17-24 septembre 1922. — On fait diffuser le mélange de gaz dans un courant d'un gaz inerte, en sens inverse du courant gazeux. On prend comme gaz inerte de la vapeur d'eau, et on la condense dès qu'elle a atteint le plan dans lequel se trouve l'orifice par lequel arrive le mélange à séparer : il n'y a donc pas entraînement du gaz à diffuser par le gaz inerte. Le calcul montre que, même avec des coefficients de diffusion peu différents et des parcours de faible longueur, on peut obtenir une séparation complète, à condition de donner au gaz inerte une vitesse assez grande. L'expérience, faite sur des mélanges de néon et d'hélium, a parfaitement réussi. — G. Bruhat.

Cheminement capillaire, diffusion et déplacement. — Lumière (L.) [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, 9 (1922), 125-130]. — Quand on dispose verticalement une bande de tissu mouillé, de façon que son extrémité supérieure soit repliée et plonge dans un récipient contenant de l'eau, cette dernière chemine dans les interstices capillaires existant entre les fibres, et vient se résoudre en gouttes à l'extrémité inférieure. C'est ce fait que l'auteur applique au lavage des plaques photographiques et des précipités. — Ed. Salles.

L'adsorption dans les filtres de sable. — Don (J.) [*Koll. Zeits.*, 29 (1921). 91-94]. — Le filtre de sable, indépendamment de la rapidité, adsorbe au cours de la filtration NH^4Cl en quantité considérable et aussi, mais moins, l'urée.

Malfitano et Catoire.

L'effet de certaines matières colorantes sur le coton et la laine. — Haller (R.) [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 95-100]. — Des solutions de bleu de diamine 3 R et de congorubine semblent constituées de particules de différentes couleurs qui se séparent par ultrafiltration ou par adsorption sur le coton ou la laine, de sorte que, par exemple, du coton trempé dans une solution de bleu de diamine lavé à l'eau chaude est rouge, et bleu lavé à l'eau froide. — Malfitano et Catoire.

Sur l'épaisseur de la couche de matière colorante adsorbée par les cristaux. — **Paneth** (F.) **et Vorwerk** (W.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 480-488]. — R. Marc (1911) a étudié l'adsorption de certaines matières colorantes par des poudres cristallines (Ba SO^4, Pb SO^4, etc...); cette adsorption n'a pas lieu conformément à l'équation $Y = a\ C^p$; au contraire elle présente une limite atteinte pour une certaine concentration.

Les auteurs ont repris les recherches de Marc sur $PbSO^4$; le sulfate employé est l'un de ceux dont ils ont déterminé la surface spécifique par leur nouvelle méthode. La matière colorante est le Ponceau 2 R (solubilité dans SO^4Pb saturé à 18° C : 4,2 g dans 100 cm³). On vérifie que : 1° il y a un maximum d'adsorption 2° La solution n'est pas colloïdale. L'adsorption est approximativement réversible; l'équilibre atteint se déplace quand on rajoute une solution fraîche de SO^4Pb.

E. Darmois.

Adsorption par les précipités. — **Weiser** (H.-B.) [*Journ. of Phys. Chem.*, **25** (1921), 665-683]. — L'auteur étudie la précipitation de l'hydroxyde ferrique colloïdal et du sulfure d'arsenic colloïdal par l'addition simultanée de certains couples d'électrolytes; il s'occupe aussi de l'adsorption de certains ions pendant la précipitation des colloïdes avec des mélanges d'électrolytes.

L'action précipitante des mélanges de deux électrolytes est approximativement additive si le pouvoir précipitant de chacun d'eux est du même ordre de grandeur Elle peut être éloignée de l'additivité si les électrolytes ont des pouvoirs précipitants très différents. — L. Brüninghaus.

La densité des couches adsorbées. — **Deeley** (R.-M.) [*Nat.*, **110** (1922), 313]. — La tension superficielle des couches minces d'huile de castor déposées à la surface de l'eau passe de 73 dynes:cm à 57 dynes:cm pour une contraction d'environ 40 pour 100, et reste ensuite constante. On a suggéré, pour expliquer ce fait, que la couche, tout d'abord monomoléculaire, le restait, mais avec une disposition plus serrée des molécules (Devaux). Si cette manière de voir est exacte, la densité de la couche a dû s'accroître dans une forte proportion, en même temps que diminuait la tension superficielle. Devaux et Langmuir supposent qu'alors la densité de la couche doit être la même que celle de l'huile en masse. L'auteur considère comme plus correcte l'hypothèse selon laquelle la densité de la couche serait égale à celle de l'huile en masse, lorsque la tension superficielle de l'huile de la couche est égale à celle de l'huile prise en masse. — L. Brüninghaus.

Emploi de la soude caustique à l'état solide pour l'absorption de l'anhydride carbonique. — **Gilchrist** (E.) [*Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, **41** (1920-1921), 128-135]. — L'auteur étudie l'absorption de l'anhydride carbonique par la soude à l'état solide et l'influence des variations de température et de la teneur en vapeur d'eau du mélange gazeux sur cette réaction.

1° La présence de la vapeur d'eau dans le mélange favorise l'absorption de l'anhydride carbonique; la teneur optimum en vapeur d'eau correspond à la proportion renfermée dans l'air saturé aux températures comprises entre 60° et 90° C.

. 3° Aux températures inférieures à 10° et supérieures à 100° C, l'absorption est extrêmement faible; elle est maximum entre 60° et 90° C. Dans les conditions optima de température et de degré d'humidité, l'extraction d'anhydride carbonique est de l'ordre de 70 pour 100.

3° Les grains de soude caustique doivent avoir 6 à 7 mm de diamètre. Dans ces conditions, l'auteur a vérifié que par suite de l'attaque progressive des grains, il peut y avoir transformation complète de toute la soude en carbonate de sodium.

MG. J. RIVIÈRE.

Adsorption des gaz sous pression. — Briggs (H.) et Cooper (W.) [*Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, 41 (1920-1921), 119-127]. — Un des auteurs a vérifié en 1919 que l'on peut, sans accroître la pression, augmenter la quantité de gaz emmagasinée dans une bouteille, en remplissant celle-ci de charbon de bois, avant d'y faire pénétrer le gaz. Une étude systématique du rôle joué dans ce cas par le milieu poreux a donc été entreprise, et des mesures ont été faites avec divers gaz : azote, hydrogène, oxygène, grisou (renfermant 98 pour 100 de méthane) et anhydride carbonique, sous des pressions atteignant 100 atmosphères et à la température de 15° C. Les auteurs arrivent aux conclusions suivantes :

La présence de particules adsorbantes dans une bouteille à gaz comprimé augmente en général la capacité de celle-ci, pour un gaz sec, sous une pression donnée. Ainsi le fait de remplir de charbon de noix de coco une bouteille d'azote à 35 atmosphères, accroît la capacité de celle ci de 66 pour 100. Cette action d'un milieu adsorbant est surtout marquée aux pressions inférieures à 50 atmosphères.

Le dégagement brusque de grisou dans les mines est dû à la mise en liberté de quantités énormes de gaz retenues par adsorption sous pression dans le charbon.

La loi de Williams [*Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, 39 (1918-1919), 48; *Proc. Roy. Soc.*, 96 (1919), 287] établie théoriquement pour une isotherme d'adsorption, dans le cas de faibles concentrations, s'applique aux isothermes d'adsorption des gaz au-dessus de leur température critique et pour des pressions de 100 atmosphères, à condition de faire intervenir un terme de correction relatif au gaz renfermé dans les espaces capillaires, et qui s'y trouve soumis à une compression simple.

MG. J. RIVIÈRE.

Coefficient de porosité des tampons de porcelaine poreuse pour l'air. — Rœbuck (J.-R.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 406-407]. — L. BRÜNINGHAUS.

Problèmes de l'adsorption. La sorption des vapeurs par le charbon. — Gustaver (B.) [*Kolloïdchem. Beihefte*, 15 (1922), 185-338]. — Pour éviter toute confusion, l'auteur désigne par sorption la propriété qu'ont les corps poreux de retenir les gaz et les vapeurs. Les expériences ont porté sur la sorption par du noir animal chauffé au préalable à 600° C des vapeurs d'H^2O, EtOH et AcOH à 20°, 25°, 30° et 35°. La sorption semble se produire en deux temps.

Jusqu'à une pression égale à 3 ou 4 dizièmes de la tension maxima (pour H^2O), il y a adsorption proprement dite, pour une pression plus forte il y a condensation de liquide dans les pores du charbon. La vitesse d'adsorption est donnée par l'équation de Langmuir [*Chem. Abstr.*, 12, 2 152]. On peut calculer par la méthode d'Andersson [*Chem. Abstr.*, 8, 3141] le rayon des pores capillaires ($< 6{,}2 . 10^{-8}$ cm), et leur surface totale ($>$ 3 000 m² par gramme). Le volume « sorbé « est à peu près indépendant de la température. — P. JOB.

Recherches sur la pulvérisation des filaments de tungstène incandescents. — Gœtz (A.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 18-19]. — Elle est due, aux basses pressions, au dégagement des gaz occlus. L'action de l'atmosphère d'azote des lampes demi-watt est de diminuer le libre parcours des électrons et de

permettre l'établissement d'un équilibre entre les gaz occlus à l'intérieur du filament et les gaz adsorbés à la surface. Enfin l'émission d'ions positifs, qui produit les écarts à la loi de Richardson, est très réduite et peut même disparaître entièrement si les filaments ont été purgés de gaz occlus. — G. Bruhat.

Recherches sur le phénomène de pulvérisation des filaments de tungstène incandescents. — **Goetz** (**A.**) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 136-142]. — L'auteur montre que les dépôts noirs à l'intérieur des ampoules ne sont pas la suite d'une sublimation, mais d'une sorte d'explosion dans le fil.

Les filaments sont en général fabriqués à partir d'un mélange intime de poudre de tungstène et de thorine qui sert de ciment. Quand on chauffe le fil pour la première fois dans le vide, des cristaux de tungstène de grandeur variable se forment, séparés par des couches plus ou moins épaisses de thorine. La thorine absorbe les gaz à la température ordinaire et les expulse à température élevée, suivant la vitesse de l'échauffement, avec une violence telle que de véritables explosions, observables au microscope, se produisent et projettent des cristaux de tungstène vers les parois de l'ampoule. — Th. Aron.

Sur l'absorption de l'hydrogène par les corps simples dans les tubes à décharge électrique. — **Newmann** (**F.-H.**) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 215-226]. — La disparition des gaz contenus dans un tube à décharges est fortement influencée par la présence de certains corps : par exemple le phosphore, l'iode et le soufre provoquent très rapidement la disparition de l'hydrogène ; d'autres corps semblent provoquer un dégagement d'hydrogène, mais si on a pris soin, avant d'opérer, de chauffer le verre du tube près du point de ramollissement, on ne constate aucun dégagement, ce qui prouve qu'il y avait un dégagement de gaz par les parois.

Si le tube contenant un corps simple donné, du soufre par exemple, et renfermant de l'hydrogène à des pressions de l'ordre du mm de Hg, on fait passer une décharge, on constate une disparition du gaz. Si on chauffe le tube jusqu'à 300° C, on note un dégagement gazeux inférieur au volume disparu. Si on fait passer une nouvelle décharge, le gaz dégagé est à nouveau absorbé.

Au bout d'un certain nombre de décharges, la disparition cesse. Ces phénomènes n'ont lieu que si la pression du gaz est supérieure à une valeur différente pour chaque élément et de l'ordre du dixième de mm de Hg.

L'effet de disparition a été étudié avec les éléments suivants : Na, K, S, P, I, As, Cd, Ca, Sn, Zn et Th, qui l'ont présenté à degré plus ou moins élevé ; le mercure et le plomb présentent toujours une *libération* d'hydrogène.

Cette disparition paraît due à plusieurs causes :

1. « Incrustation » du gaz dans la paroi, sous l'effet du bombardement par les ions.

2. Réactions chimiques de H avec les éléments étudiés. Toutefois, la loi des proportions définies ne paraît pas s'appliquer ; il semblerait que c'est surtout la forme triatomique H^3 qui serait active au point de vue chimique dans la décharge.

A. Foch.

Sur une méthode de détermination de la surface extérieure des poudres adsorbantes. — **Paneth** (**F.**) et **Vorwerk** (**W.**) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **101** (1922), 445-489]. — Dans une solution saturée de SO^4Pb, il y a échange cinétique constant entre les molécules en solution et celles de la surface. Si on pouvait marquer un assez grand nombre de molécules et étudier leur répartition entre la

solution et la surface, on obtiendrait le rapport du nombre total des molécules sur la surface (inconnu), au nombre total des molécules en solution (connu). On emploie dans ce but le thorium B, isotope du plomb ; sa répartition est étudiée en déterminant l'activité de la solution à l'électroscope, avant et après agitation avec SO^4Pb.

On admet l'égalité

$$\frac{\text{Isotope adsorbé}}{\text{Isotope dissous}} = \frac{\text{Elément superficiel}}{\text{Elément dissous}} \qquad (1)$$

Les suspensions employées contiennent au plus 0,9 g de SO^4Pb très pur dans 100 cm^3. On ajoute à une quantité connue de cette suspension une autre solution activée au radiothorium et on agite. Au bout d'un temps variable, on mesure l'activité de la solution ; en évaporant à sec, on obtient la teneur de la solution en SO^4Pb.

L'activité de la solution tend rapidement vers une limite ; on compare entre elles les mesures faites après 3 minutes d'agitation. Les résultats obtenus sont exprimés en molécules de Pb superficielles pour 1 g de SO^4Pb. Ils sont de l'ordre de 10^{-3} g de Pb.

On étudie l'influence de la concentration de Pb dans la solution (additions de nitrate).

On peut admettre que tout le plomb de la solution (radioactif ou non) prend part à l'adsorption et calculer la quantité adsorbée (y) pour différentes concentrations (x). L'équation (2) $y = \frac{Sx}{S + x}$, où S est une constante (quantité existant sur la surface dans chaque essai), rend compte des résultats expérimentaux. La courbe correspondante (isotherme d'adsorption) est comparée à celles déjà obtenues par d'autres auteurs dans des cas différents (Freundlich, Arrhénius etc.).

L'adsorption étudiée est un véritable équilibre réversible.

Des mesures microscopiques effectuées sur les cristaux de SO^4Pb fournissent, moyennant quelques hypothèses, une valeur moyenne des dimensions superficielles. La surface spécifique ainsi trouvée est de l'ordre de grandeur de celle fournie par le premier procédé.

Une détermination de la surface d'une suspension de CrO^4Pb indique une surface spécifique environ 10 fois plus grande que celle de SO^4Pb.

Les auteurs espèrent étendre ces mesures à d'autres sels que ceux qui possèdent des isotopes radioactifs. — E. Darmois.

Méthode de détermination de la surface d'une poudre adsorbante. — **Paneth (F.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 113-115]. — Même sujet que l'analyse précédente.

On peut montrer qu'une matière colorante telle que le Ponceau 2R ne recouvre que 31 pour 100 de la surface des cristaux de SO^4Pb. — P. Job.

Relation entre l'adsorption et la dissociation électrolytique. — **Rakusin (M.-A.)** [*Biochem. Zeits.*, **130** (1922), 282-285]. — Explication du fait que l'on n'observe pas de raie du sodium lorsqu'on place une solution de NaCl sur une plaque de terre dans la flamme du gaz. — P. Job.

Equilibre ionique sur les surfaces métalliques. — **Euler (H. von)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 2-6]. — Conférence à la société de chimie physique appliquée.

L'auteur expose les résultats obtenus par lui en étudiant les changements de

concentration de solutions d'azotate d'argent et de chlorure de potassium en présence d'une surface métallique (gouttes de mercure, argent en poudre, or en poudre, lame d'or). La masse adsorbée est proportionnelle à la surface métallique, elle augmente avec la concentration puis tend vers une limite. La quantité d'ion argent absorbé peut atteindre 0,35 ion milligramme par mètre carré ; elle est trop forte pour que l'on puisse admettre une couche simple de cations sur la surface métallique. — P. Job.

Réactions à la surface des métaux. — Ruff (O.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **100** (1922), 419-424]. — Le calcium pur ne fixe que difficilement l'azote ; au contraire ses alliages avec Sr, Ba, Na, K et même avec le nitrure de Ca sont rapidement convertis à 300° C en N^2Ca^3. L'auteur en déduit que la couche superficielle a une constitution hétéropolaire qui favorise la fixation d'un gaz homopolaire.

L'attraction de la paroi transformerait les molécules du gaz en doublets et déterminerait, concurremment avec le mouvement calorifique, la fixation chimique du gaz. — E. Darmois.

Réactions chimiques de surface. — Langmuir (I.) [*Trans. Faraday Soc.*, **17** (1922), 607-655. — *Gen. Electr. Rev.*, **25** (1922), 445-445]. — Noyes et Whitney ont montré que la vitesse de diffusion du corps dissous limitait généralement sa vitesse de dissolution. Nernst puis Bodenstein et Fink ont attribué, par analogie, les écarts observés dans la vitesse de réaction des systèmes hétérogènes à phase solide, par rapport à celle qui résulterait de la loi d'action de masse, à des pellicules d'épaisseur variable adhérant à la surface du solide. L'auteur objecte que cette interprétation ne s'accorde pas avec le fait que la vitesse de réaction est tantôt proportionnelle à la pression, tantôt à sa racine carrée.

Les expériences qu'il a entreprises dès 1912 sur les filaments de tungstène chauffés dans des atmosphères gazeuses à faible pression ont mis hors de doute l'existence de pellicules très stables à la surface du filament. L'oxygène, par exemple, agit comme un véritable « poison catalytique » aussi bien sur l'émission électronique que sur la dissociation moléculaire de H.

Les idées actuellement admises sur la structure atomique et moléculaire, doivent nous faire rejeter toute action sensible s'exerçant d'atome à atome, ou de molécule à molécule, à une distance supérieure à 2 ou 3 ångströms. Les actions transmises à des distances plus grandes résultent d'une propagation de proche en proche. Les pellicules superficielles en question, ne peuvent donc être que *monomoléculaires*. De plus les molécules adhérentes sont vraisemblablement *orientées*, comme c'est le cas pour une couche d'huile à la surface de l'eau.

L'auteur a pu montrer expérimentalement l'existence de telles couches monomoléculaires sur des surfaces de Pt en présence de O, H, CO.

La fixation de ces couches est interprétée par un équilibre statistique entre le nombre de molécules condensées et le nombre de molécules évaporées. On en déduit une relation entre la tension de vapeur et la vitesse d'évaporation dans un vide parfait qui se trouve en bon accord avec les expériences de Knudsen sur la vapeur de Hg et celles d'Egerton et de l'auteur sur les vapeurs de Zn et de Cd. La vitesse d'évaporation décroît ainsi avec l'intensité du champ de force moléculaire.

Le mécanisme des réactions superficielles est alors le suivant : une surface solide plane (donc à réseau atomique) peut être considérée comme une sorte d'échiquier dont certaines cases sont couvertes par des molécules de gaz.

Si l'évaporation est lente (champ moléculaire intense) toutes les cases sont

couvertes de molécules, à chaque instant; la surface solide est complètement masquée, le catalyseur est « empoisonné ». (As, S, P)

La vitesse de réaction dépend ainsi du rapport de la surface *libre*, à la surface solide totale ; l'étendue de la surface *active* est proportionnelle à la vitesse d'évaporation et inversement proportionnelle à la pression partielle du gaz nocif. Les réactions ont lieu à la surface du solide entre molécules adjacentes de même espèce ou d'espèce différente. On peut traiter le problème suivant la théorie des probabilités et les formules obtenues ont été vérifiées dans le cas de la dissociation des molécules de H sur un filament de tungstène, pour un intervalle de températures de 1 500° à 3 500°, et des pressions allant de 10 baries jusqu'à la pression atmosphérique.

L'auteur termine en rappelant une ancienne observation de Faraday sur la localisation de la zone d'efflorescence de certains sels ($CO^3Na^2.SO^4Na^2$) qui montre que, dans ce cas, la réaction (déshydratation) se produit exclusivement à *la surface de contact de deux phases*. Les observations plus récentes (en particulier sur la dissociation de CO^3Ca) sembleraient indiquer la généralité de cette loi.

R. DE MALLEMANN.

Une théorie cinétique de l'adsorption. — **Henry (D.-C.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 689-705]. — L'équilibre d'adsorption sera supposé réalisé quand la vitesse de condensation des molécules sur la surface de l'adsorbant sera égale à la vitesse d'évaporation de ces mêmes molécules. Admettons de plus que le champ d'action des forces attachant les molécules d'adsorbé sur l'adsorbant est comparable au diamètre d'une molécule et, d'autre part, que le choc des molécules est « mou », c'est-à-dire que chaque molécule d'adsorbé heurtant l'adsorbant se condense ; l'auteur établit sur ces bases une théorie cinétique dont les résultats semblent d'accord avec les faits expérimentaux. — A. FOCH.

Théorie des phénomènes d'adsorption. — **Eucken (A.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 6-16]. — Il faut distinguer deux sortes d'adsorption des gaz par les solides. D'une part, l'adsorption par le charbon, le mica, le verre qui est réversible et que l'on peut appeler adsorption physique car elle est la même pour des gaz aussi différents chimiquement que l'azote, l'oxygène et l'argon ; d'autre part, l'adsorption par le platine, irréversible et que l'on peut appeler adsorption chimique. Il semble que l'on puisse expliquer la première en ne faisant appel qu'à l'attraction moléculaire, indépendante de la température et n'agissant guère au delà du rayon moléculaire ; si l'on veut plus de précision, il faut introduire les forces répulsives entre molécules. A la saturation, la surface est loin d'être entièrement remplie par les molécules, mais cela ne prouve nullement, comme le pense Langmuir, qu'il faille faire intervenir des phénomènes chimiques.

P. JOB.

Théorie des phénomènes d'absorption ; Réponse à M. Polanyi. — **Eucken (A.)** [*Zeits. f. Elektrochem.*, **28** (1922), 257].

ALLIAGES ; AMALGAMES.

A propos de l'existence de combinaisons métalliques à l'état de vapeur. — **Eucken (A.)** et **Neumann (O.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 322-324]. — Le diagramme température d'ébullition — composition des alliages Hg-Na, pour des pressions comprises entre 5 et 10 mm montre qu'il n'existe pas de composé gazeux de ces métaux — car on n'observe aucun point pour lequel les compositions du liquide et de la vapeur soient les mêmes. — P. JOB.

Sur la théorie du durcissement des métaux. — Honda (K.) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, 11 (1922), 19-28]. — La dureté d'un métal peut avoir deux origines :

1° Les forces atomiques, dont dépendent la dureté des cristaux individuels ;

2° La structure cristalline, la dureté étant favorisée par la petitesse des cristaux, leur état de contrainte et leur assemblage en aiguilles diversement orientées.

L'auteur développe sa théorie en prenant comme exemple l'acier et la transformation connue de l'austenite, d'abord en martensite, puis en ferrite et perlite. Il montre également que s'expliquent identiquement de la même manière la trempe et le durcissement spontané du duralumin. — H. Weiss.

Phénomènes périodiques dans les variations de certaines propriétés des métaux en fonction de la température. — Borelius (G.) [*Nat.*, 109 (1922), 613]. — L'auteur a mesuré le pouvoir thermoélectrique, à la température ordinaire, de spécimens de fer et de tungstène, successivement portés à diverses températures, puis chaque fois brusquement refroidis. En étudiant le pouvoir thermoélectrique en fonction de la température maxima, on observe des changements périodiques, et il était aisé de distinguer certains intervalles répétés de transformation. La température absolue T de transformation satisfait à la relation $T_n = An$, où A est une constante et n un nombre entier.

L'auteur pense que ce phénomène est le plus probablement dû à une distribution de l'énergie de vibration conforme à la théorie des quanta.

L. Brüninghaus.

Sur la variation des propriétés mécaniques des métaux et alliages aux basses températures. — Guillet (L.) et Cournot (J.) [*C. R.*, 174 (1922), 384]. — Résultats d'essais faits pour déterminer l'influence des basses températures sur la dureté et la résilience des produits métallurgiques. Il en résulte, principalement, que la dureté augmente en général par le refroidissement ; que la fragilité aux basses température est caractéristique de la ferrite, la rapidité de la chute de résilience en fonction de la température étant d'autant plus grande que la teneur en ferrite est plus forte. — A. Blanc.

Dilatabilité du chrome et des alliages nickel-chrome dans un intervalle étendu de températures. — Chevenard (P.) [*C. R.*, 174 (1922), 109]. — La loi de dilatation du chrome dans un grand intervalle de températures paraît encore inconnue ; les mesures de l'auteur, faites à l'aide du dilatomètre différentiel décrit dans une note antérieure (1917) ont porté sur un échantillon renfermant 98,3 pour 100 de chrome, les impuretés étant principalement de l'aluminium et du fer. Le coefficient de dilatation, égal à 0° C à $6{,}8.10^{-6}$, augmente rapidement avec la température. Des mesures ont été faites aussi sur des alliages nickel-chrome, en se limitant à ceux qui renferment moins de 16 pour 100 de chrome, car ceux dont le titre est supérieur renferment trop de manganèse, dont l'addition est nécessaire pour assurer le forgeage. Pour le nickel pur, la courbe qui représente le coefficient de dilatation en fonction de la température présente une discontinuité au point de Curie ; le point de Curie des alliages nickel-chrome s'abaisse quand la teneur en chrome augmente ; en même temps, la discontinuité que présente en ce point la courbe des coefficients de dilatation s'atténue. L'addition du chrome modifie le coefficient de dilatation du nickel d'une façon qui est loin d'être conforme à la règle des mélanges ; cela paraît dû à l'existence du composé Ni^2Cr^3, existence qui a été déjà signalée par Voss et par l'auteur lui-même. — A. Blanc.

Propriétés thermiques, électriques et magnétiques des alliages. — **Smith (A.-W.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **192** (1921), 69-106 ; 157-202]. — Compilation résumée et presque complète de tous les résultats acquis sur les propriétés physiques des alliages binaires. L'article est divisé de la façon suivante : des chapitres différentiant les classes d'alliages (alliages à solutions solides, combinaisons définies, mélanges eutectiques) ; dans ces chapitres des paragraphes portant sur des couples de métaux déterminés ; dans ces paragraphes une figure d'ensemble donnant les courbes établies, une brève discussion et une bibliographie complète.

Article intéressant pour déterminer rapidement un alliage répondant à des conditions déterminées. — H. Weiss.

Sur les points critiques dus à l'écrouissage. — **Guillet (L.)** et **Ballay** [*C. R.*, **172** (1921),1576]. — L'enregistrement différentiel des résistances électriques de deux fils de même nature, l'un écroui et l'autre recuit, en fonction de la température, donne, en particulier pour les laitons, des indications très nettes sur la variation de l'écrouissage et sur les températures critiques correspondantes.

J. Villey.

Sur les propriétés chimiques et électrochimiques des alliages de cuivre obtenus par fusion et par voie électrolytique. — **Sauerwald (F.)** [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **1** (1921), 111-112]. — Dans les alliages préparés par fusion, le cuivre exerce une action protectrice à la température ambiante ; il se produit un changement rapide dans l'activité chimique avec la composition qui correspond à la formule $CuZn^3$. A 380° C les propriétés du Zn se manifestent dès les plus faibles teneurs.

Dans les alliages préparés par électrolyse les propriétés du Zn se manifestent dès les plus faibles teneurs en Zn. — R. Fortrat.

Sur l'activité chimique et électrochimique de quelques alliages. — **Jenge (W.)** [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **1** (1921), 165-168]. — L'auteur étend aux combinaisons les faits établis par Tammann sur les cristaux mixtes. Les combinaisons binaires de deux métaux A et B se classent en deux groupes analogues les uns à A, les autres à B. Les siliciures de Co, Ni, Mn, sont étudiés au point de vue de la polarisation anodique en prenant comme électrolytes des solutions de NaCl, NaBr, NaI, NO^3Na, SO^4Na^2, NaOH, HCl. Etude de l'activité électrochimique de combinaisons binaires Sb—Cd, Zn—Cd, Tl—Pb, Cu—Mg, Pb—Mg, Cd—Mg, Zn—Mg. — R. Fortrat.

Quelques propriétés des alliages pour coussinets en métal blanc à température élevée. — **Freeman (J.-R.)** et **Woodward (R.-W.)** [*Techn. Pap. Bur. Stand.*, **188** (1921), 1-16]. — C'est l'étude méthodique des alliages antifriction (étain, cuivre, antimoine, plomb) au point de vue dureté et résistance à l'écrasement. Cette étude est faite en faisant varier la composition, la température de coulée, la température (entre 25° et 100° C et en observant l'effet d'un recuit prolongé à 100° C, température atteinte par ces alliages en cours de service. La présence du plomb n'affecte pas les propriétés de l'alliage entre 25° et 75°C mais le rend beaucoup moins résistant à l'effet d'un chauffage prolongé. — H. Weiss.

Le métal « électron ». — **M.-G.** [*Electricien*, **53** (1922), 297-298]. — C'est un alliage à 95 pour 100 de magnésium, 4,5 pour 100 de zinc, le reste de cuivre, mis dans le commerce par la Société des produits chimiques de Griesheim Elektron, près de Francfort. C'est donc essentiellement un alliage léger. Ce court

article donne les propriétés mécaniques constatées récemment sur ce métal, sans les comparer à celles de l'aluminium à poids égal, ce qui serait le point intéressant.

Il donne également sa sensibilité aux agents chimiques et à la température et les manières dont on peut le travailler par forgeage et étirage à chaud (300° C).

H. Weiss.

Constitution et durcissement spontané des alliages aluminium-cuivre-magnésium-silicium. — **Gayler** (M.-L.-V.) [*Chem. News*, **125** (1922), 164-165]. — Le système est considéré comme ternaire et constitué d'aluminium cuivre et siliciure de magnésium. La présence de l'un de ces derniers composants diminue la solubilité de l'autre dans l'aluminium d'une façon très notable. Le durcissement spontané est dû à la précipitation lente de ces deux composants moins solubles dans l'aluminium à la température ordinaire qu'à haute température.

H. Weiss.

Sur les limites d'action chimique et galvanique des cristaux mixtes Cu-Ni, Pd-Cu et Pd-Ag. — **Nowack** (L.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **1** (1921), 149-152]. — On prend les métaux purs et des alliages binaires de compositions variables. Etude des réactions sur certains sels, des forces électromotrices de contact, de la production anodique d'oxygène, des tensions de polarisation et de décomposition, enfin, pour les alliages de palladium, de la solubilité de l'hydrogène. — R. Fortrat.

Propriétés du sulfure de cuivre en présence d'antimoine, et propriétés des alliages étain-argent. — **Fahro** (E.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, (1920), 1-4]. — L'auteur donne le diagramme complet du système ternaire Cu^2S | Cu^2 Sb | Sb, obtenu par l'étude de la cristallisation des mélanges fondus de sulfure d'étain et d'antimoine, ainsi que par les courbes de refroidissement.

D'autre part l'auteur a mesuré les différences de potentiel entre une lame d'étain et les alliages étain-argent, plongés dans une solution de chlorure stanneux. Les alliages renfermant moins de 75 pour 100 d'argent donnent des tensions nulles comme ferait l'étain pur, tandis que les alliages de 80 à 100 pour 100 d'argent se comportent comme ferait l'argent pur. Il y a lieu de considérer des cristaux mixtes à 77 pour 100 d'argent, et une combinaison Ag^3 Sn. Rédaction parfois assez obscure. — F. Wolfers.

Dilatation du nickel, du métal Monel, de la stellite, d'un acier spécial et de l'aluminium. — **Souder** (W.-H.) et **Hidnert** (P.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1922), 497-519]. — Courbes de dilatation obtenues au moyen d'un dispositif décrit dans un précédent fascicule. Les métaux étudiés sont un certain nombre d'échantillons commerciaux. Les quelques petites particularités observées sur ces courbes précisent certains points déjà connus. Travail expérimental purement documentaire. — H. Weiss.

Propriétés d'extension de quelques aciers spéciaux à haute température. — **French** (H.-J.) [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 249-250]. — On a déterminé le module d'Young, la résistance à la rupture et autres constantes mécaniques pour quatre aciers à 0,38 pour 100 de carbone à des températures s'étendant entre 20 et 550° C. Ces quatre variétés étaient les suivantes :

a) Acier ordinaire ;
b) Acier à 3,5 pour 100 de nickel ;
c) Acier à 3 pour 100 de nickel et 1 pour 100 de chrome ;
d) Acier à 1 pour 100 de chrome et 0,2 pour 100 de vanadium.

Parmi ces corps, les deux aciers au chrome manifestent une plus grande résistance que les deux autres à la diminution des qualités mécaniques lorsque la température s'élève. L'acier au vanadium paraît l'emporter sur l'acier sans vanadium. L'addition de nickel à l'acier ordinaire est sans influence sensible au point de vue qui nous occupe. — L. Brüninghaus.

Recherches magnétiques sur l'acier azoté. — **Kido (Y.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1922), 471-478]. — On sait que les propriétés mécaniques de l'acier sont influencées par une petite proportion d'azote. L'objet de ce travail est l'étude magnétique de la façon dont l'azote entre dans l'acier L'azier azoté est maintenu dans un champ constant (273 gauss) et chauffé ; on observe les points de transformation. Les différents échantillons se classent dans quatre groupes d'après les points de transformation qu'ils présentent et qui sont :

215° et 750° C.
470°, 620° et 756° C.
250°, 470° et 620° C.
350°, 470° et 620° C.

La discussion est fort éclairée par une construction graphique. On porte en abscisses les teneurs en azote, en ordonnées les teneurs en carbone et on divise l'espace en quatre régions dont on trace les lignes de séparation. Celles-ci permettent de reconnaître l'origine des points de transformation :

215° est dû à $Fe^3 C$.
250° est dû à $Fe^2 N$.
470° est dû à $Fe^{12} N$.
350° et 620° sont dus à deux alliages ternaires Fe, N, C, de composition inconnue. — R. Fortrat.

Sur la transformation du fer au point de Curie. — **Dejean (P.)** [*C. R.*, **173** (1921), 412]. — Un barreau cylindrique d'acier extra-doux, de 1,20 m de longueur et 2 cm de diamètre est découpé en 120 cylindres de 1 cm de longueur placés bout à bout avec interposition de jeux d'entrefers d'épaisseurs diverses, très régulières, en papier, carton ou bois. En plaçant le barreau mixte ainsi constitué dans un long solénoïde, on peut construire, pour chaque valeur des entrefers, la courbe de l'intensité d'aimentation en fonction du champ et, de cette famille de courbes expérimentales, déduire celles de l'intensité d'aimantation en fonction de l'épaisseur des entrefers, pour diverses valeurs du champ magnétisant. Ces dernières courbes présentent des allures analogues à celles des courbes d'intensité d'aimantation d'un barreau massif en fonction de la température. L'auteur voit, dans ce rapprochement, un argument en faveur d'une théorie qui expliquerait les variations magnétiques du fer par l'écartement progressif des aimants élémentaires sous l'action de la température croissante. — J. Villey.

Effet de la vitesse de refroidissement sur les propriétés magnétiques et autres d'un acier au carbone eutectique. — **Nusbaum (C.) et Cheney (W.-L.)** [*Scient. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1921), 65-70]. — L'effet d'un refroidissement de plus en plus lent est de faire grossir de plus en plus la structure du réseau de perlite. L'induction maxima pour un faible champ magnétisant donné augmente notablement, ainsi que la perméabilité maxima, mais la force coercitive diminue ainsi que la dureté. — H. Weiss.

Relation entre la dilatation anormale et la variation thermique de l'aimantation des corps ferro-magnétiques. — **Chevenard** [*C. R.*, **172** (1921), 1 655]. — L'auteur interprète les propriétés des corps ferro-magnétiques par l'existence de deux formes l'une α stable au zéro absolu, l'autre β stable à haute température ; à chaque température θ correspond une certaine proportion x de la forme α.

Or l'étude de la dilatation des ferro-nickels réversibles lui a permis de tracer la courbe $x = f(\theta)$ pour les alliages voisins de Fe^2Ni, en admettant que, à chaque température, les volumes spécifiques V, V_α, et V_β de l'alliage et de ses deux composants soient reliés par la relation linéaire :

$$V = xV_\alpha + (1 - x)\, V_\beta, \qquad \text{qui donne} \qquad x = \frac{V - V_\beta}{V_\alpha - V_\beta};$$

V est donné par la courbe de dilatabilité expérimentale ; V_β, par extrapolation de la portion de cette courbe expérimentale correspondant aux hautes températures ; pour V_α, on prendra comme approximation hypothétique la même valeur de dilatabilité que pour les ferro-nickels irréversibles (0 à 30 pour 100 de nickel) dépourvus d'anomalie réversible.

On constate que la quantité x ainsi évaluée est sensiblement proportionnelle au carré de l'aimantation à saturation I^2, dans le domaine des températures inférieures au point de Curie. — J. Villey.

Les propriétés et les applications de l'invar et de l'élinvar. — **Guillaume (Ch.-Ed.)** [*Bull. Soc. Ind. Mulhouse*, **87** (1921), 291-318]. — Dans cette conférence, M. Guillaume fait l'historique de ses travaux sur la dilatabilité des alliages fer-nickel, étude qu'il a pu mener à bien grâce à la collaboration de la Société de Commentry Fourchambault qui lui préparait ses éprouvettes. Il rappelle la découverte d'une anomalie de dilatation pour les alliages à 36 pour 100 de Ni qu'il dénomma *invar* et l'étude de la variation de cette dilatabilité minima avec les traitements thermiques et mécaniques subis par l'échantillon et avec sa teneur en C, Cr, Mn et Cu.

La même étude faite sur la variation du coefficient d'élasticité avec la température conduisit à la découverte des *élinvar* pour lesquels ce coefficient est nul ; le plus employé d'entre eux est l'invar additionné de 12 pour 100 de Cr.

L'inconvénient de ces métaux en vue de la métrologie est une augmentation de longueur avec le temps, changement que l'on peut d'ailleurs atténuer par des traitements thermiques appropriés.

Après avoir rappelé les nombreuses applications de ces deux catégories d'alliages, l'auteur expose en détail l'emploi de fils d'invar à la mesure rapide des bases géodésiques et à celle des mouvements verticaux de la tour Eiffel ; l'utilisation de l'invar et de l'élinvar à la compensation des chronomètres et des montres, ce qui réalise non seulement une économie importante de temps dans le réglage mais une amélioration considérable. — H. Weiss.

La dilatation anormale des aciers au nickel trempés irréversibles. — **Sutoki (T.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1921), 93-100]. — Dans le but de déterminer la cause d'une anomalie, vers 350° C, dans la courbe de dilatation des aciers au nickel trempés, l'auteur étudie méthodiquement les courbes de dilatation à l'échauffement et au refroidissement des aciers à 0,94 pour 100 de C trempés contenant des proportions de Ni croissant de 0 à 35 pour 100. La méthode des dilatations est contrôlée par l'étude magnétique.

Le résultat de cette étude est que cette anomalie est due à l'adoucissement partiel de ces aciers par le recuit pendant l'échauffement.

L'auteur tire également de ses expériences quelques conclusions relatives à la formation de martensite α et β pendant la trempe. — H. Weiss.

Influence du phosphore sur la microstructure et sur la dureté des aciers doux. — **Groesbeck (E.-C.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 245-247]. — L'acier au phosphore a été chauffé à 900° C, puis refroidi progressivement de 900° à 600° C ; on a constaté, à l'examen micrographique, une irrégularité marquée dans la distribution et dans la taille des grains de ferrite et de perlite, sans qu'il existe d'ailleurs une relation définie entre l'apparition de cette irrégularité de structure et la teneur en phosphore.

A l'essai de Brinell, un accroissement petit, mais net, dans la dureté se produit lorsque la teneur en phosphore augmente.

Par attaque aux réactifs usuels, on a pu se rendre compte que les irrégularités de structure sont dues à la distribution non uniforme du phosphore.

L. Brüninghaus.

Manufacture et propriétés des plaques d'acier contenant du zirconium et divers autres éléments. — **Burgess (G.-K.) et Woodward (R.-W.)** [*Techn. Pap. Bur. Stand.*, **207** (1922), 123-176]. — Document donnant avec précision le mode de laminage, la composition, le résultat de l'examen micrographique et des essais mécaniques effectués sur 193 lingots d'acier en vue d'études de plaques de blindage. Très intéressant à ce point de vue.

Le nombre d'éléments spéciaux étudiés étant assez grand (silicium, nickel, aluminium, titane, zirconium, cerium, bore, cuivre, cobalt, uranium, molybdène, chrome et tungstène) les résultats sont trop peu nombreux pour permettre des conclusions générales qui ne soient pas floues.

Ce qu'on peut seulement dire d'un peu nouveau, c'est que le bore forme sans doute avec le carbure et le fer un eutectique ternaire qui fond aux températures usuellement employées dans le laminage, ce qui rend cette opération difficile et sujette à des accidents.

Le zirconium, comme le titane et l'aluminium, sert surtout à assainir le métal ; quand il n'est pas retiré dans les scories, il reste sous forme d'inclusions qui ne peuvent être d'un effet très favorable.

En général il ne semble pas nécessaire de remplacer les éléments spéciaux habituels par d'autres plus rares et plus coûteux. — H. Weiss.

Sur une nouvelle espèce de transformations dans le fer. Première communication. — **Borélius (G.) et Gunneson (F.)** [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 227-235]. — **Deuxième communication.** — **Borélius (G.)** [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 236-252]. — Des échantillons de fer sont portés à une certaine température T puis refroidis brusquement ; on mesure ensuite la force électromotrice d'un couple formé de ce fer et d'un autre fer témoin pour une différence de température au contact d'environ 15° C. La méthode consiste à étudier cette force électromotrice en fonction de la température T.

Les résultats dépendent de la nature du fer qui se montre à cet égard très sensible à l'influence des gaz occlus. Le fer présenterait des transformations à des températures espacées régulièrement de 97° C. La dixième coïncide avec la formation de perlite, la douzième avec la transformation β-γ.

Le fer chauffé dans le gaz d'éclairage présente des points de transformation

très marqués, tandis que la présence de silicium les fait disparaître. Dans les échantillons de fer carburé refroidis rapidement, les points de transformation sont fortement déplacés. — R. Fortrat.

Sur la chaleur de transformation de l'austénite en martensite et de la martensite en perlite. — **Yamada (N.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1922), 453-470]. — Un échantillon de fer trempé formé de martensite (solution de carbone dans du fer α) est plongé dans un calorimètre à NO^3K fondu (350° C) ; la même expérience est refaite avec le même échantillon recuit formé de troostite, de sorbite ou de perlite (solution solide et cémentite en cristaux plus ou moins fins). La différence des chaleurs spécifiques apparentes correspond à la chaleur de transformation martensite-perlite, ou à la chaleur de dissolution du carbone dans le fer. On a vérifié que l'échantillon trempé est formé presque uniquement de martensite et que le recuit est complet au bout de 2 ou 3 minutes.

L'expérience a été faite sur 6 échantillons de teneur en carbone variant de 0,38 p. 100 à 1,74 p. 100. La chaleur de transformation correspond à 1 130 calories par gramme de carbone.

La chaleur de transformation de l'austénite (solution de carbone dans du fer γ) en martensite se déduit de la chaleur de transformation au point A_1 en admettant qu'il corresponde à la transformation austénite $\rightleftarrows$ martensite $\rightleftarrows$ perlite. On admet (d'après Honda) que l'acier a la même chaleur spécifique à une même température, qu'il soit à l'état d'austénite, de martensite ou de perlite. La discontinuité observée au point de transformation est donc la somme des chaleurs de transformation de la martensite et du fer (A_3 et A_2). La discussion des résultats pour les six mêmes échantillons conduit à une chaleur de transformation austénite-martensite de 5,6 calories par gramme d'eutectique. — R. Fortrat.

La formation du graphite dans les fontes grises. — **Honda (K.) et Murakami (T.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1921), 273-304]. — Les auteurs ont eu pour but d'étudier les conditions de formation du graphite dans les fontes grises en l'absence de Si et Mn dont on connaît les actions catalysante d'une part, anticatalysante de l'autre.

La méthode de mesure est, soit l'estimation à l'œil par examen micrographique, soit l'analyse magnétique de la quantité de cémentite restante.

Le dépôt de graphite se forme par recuit entre la température de solidification complète et 1 100° C. Il ne se produit pas par décomposition directe de la cémentite en fer et carbone, mais par l'action catalytique de gaz tels que l'oxyde de carbone On le favorise artificiellement par tout processus tendant à augmenter la quantité de gaz occlus dans le métal.

Le dépôt de graphite est facile dans les fontes hypereutectiques qui contiennent de la cémentite primaire ; beaucoup plus laborieux dans les fontes hypoeutectiques.
H. Weiss.

Sur l'augmentation de volume de la fonte grise à la suite de chauffages et de refroidissements répétés. — **Kikuta (T.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **11** (1922), 1-18]. — Ce phénomène déjà connu avait été attribué par certains auteurs à une oxydation progressive du graphite libre, par d'autres à l'expansion des gaz occlus aux hautes températures. L'étude actuelle comprend une étude de la porosité aux gaz : elle augmente d'abord avec le numéro de la chauffe puis décroît, mais reste identique à haute et à basse température ; vient ensuite une étude des densités qui décroissent régulièrement. Enfin une étude métallographique et dilatomé-

trique. Cette dernière montre que vers 800° C au refroidissement, la fonte subit une dilatation irréversible, qu'on explique par des clivages dans les grains de graphite dus à un phénomène assez complexe. C'est cette dilatation qui est la cause principale du phénomène ; les autres causes invoquées ne sont que secondaires.

H. Weiss.

Dissolution retardée et précipitation prématurée du carbure de fer dans les aciers ; influence de l'état initial. — **Portevin** (**A.**) **et Chevenard** (**P.**) [*C. R.*, **172** (1921), 1 490]. — La courbe de dilatation en fonction de la température présente des anomalies à forte dilatabilité, qui manifestent : à l'échauffement, un retard à la dissolution de la cémentite ; au refroidissement, une précipitation prématurée de la cémentite. Les dimensions des particules de cémentite doivent donc jouer un rôle important ; et cela explique le rôle joué dans la trempe par la température et la durée de chauffage et par les traitements préliminaires. — J. Villey.

La dissolution retardée et la précipitation prématurée de la cémentite dans les aciers au carbone eutectiques et hypereutectiques. — **Sauvageot** [*C. R.*, **173** (1921), 297]. — Observations confirmant l'interprétation de Portevin et Chevenard relative aux régions de forte dilatabilité après l'anomalie principale A_c au chauffage et ayant l'anomalie principale A_r au refroidissement. — J. Villey.

La distribution des températures dans les lingots d'acier pendant le refroidissement. — **Saitô** (**S.**) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1921), 305-330]. — Etude mathématique complète de la question dans le cas de cylindres, de prismes à base carrée et de plaques épaisses, accompagnée de nombreuses planches donnant les courbes théoriques de répartition et quelques courbes expérimentales.

Cette étude a un grand intérêt pour la détermination des efforts internes dans les lingots pendant l'échauffement et le refroidissement. Elle est destinée aux ingénieurs de fabrication métallurgique. — H. Weiss.

Le diagramme d'équilibre du système fer-silicium. — **Murakami** (**T.**) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1921), 79-92]. — Etude entreprise pour contrôler les résultats donnés par Guertler et Tammann. Le diagramme est établi depuis 0 jusqu'à 33 p. 100 de Si, par l'analyse thermique, la micrographie et l'exploration magnétique. L'existence du composé Fe Si non magnétique est confirmée. Celle du composé Fe^2 Si est infirmée. Par contre, il existe un composé magnétique Fe^3 Si^2, soluble dans le fer à froid jusqu'à la concentration 16 p. 100 Si, à 1 020° C jusqu'à la concentration 23 p. 100 Si et qui, au-dessus de 1 100° C, se dissocie en fer en Fe Si. — H. Weiss.

Influence du corroyage sur la résistivité de l'acier. — **Dupuy** (**E.-L.**) [*C. R.*, **172** (1921), 1 660]. — L'étirage à froid d'une barre d'acier (transformée en fil) entraîne une réduction notable de la résistivité électrique. Elle est surtout liée à ce fait que le corroyage oriente systématiquement la perlite en filaments longitudinaux. Toutefois, un recuit qui fait disparaître ces alignements par recristallisation, laisse subsister une résistivité intermédiaire entre celle de la barre initiale et celle du fil avant recuit. Ce résultat paraît dû à la présence d'un peu d'oxyde de fer en solution, sur lequel l'effet d'orientation subsiste. — J. Villey.

Contribution à l'étude de la trempe. — **Poucholle** (**A.**) [*C. R.*, **174** (1922), 611]. — Courbes tracées par l'enregistreur Gueugnon, représentant les variations de longueur de fils d'acier au carbone en fonction du temps, au cours de leur refroidissement à l'air. Interprétation des courbes. — A. Blanc.

Sur l'étude de la pénétration de la trempe dans l'acier. — **Charpy (G.) et Grenet (L.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1273]. — Exposé d'un procédé destiné à étudier à quelle distance de la surface soumise au refroidissement se fait sentir l'influence de la trempe sur les propriétés mécaniques. Il consiste à chauffer à une température uniforme une barre prismatique du métal et à la refroidir en arrosant seulement une base du prisme, pendant qu'on évite au contraire le refroidissement par les faces latérales ; en effectuant des empreintes de bille sur ces dernières quand le refroidissement est terminé, on peut déterminer la variation de la dureté à partir de la surface trempée sans avoir à effectuer aucun travail d'usinage. Résultats obtenus par cette méthode sur divers aciers d'usage courant. — A. Blanc.

Les phénomènes de la trempe et leur généralisation. — **Guillet (L.)** [*Chim. et Ind.*, **7** (1922), 211-225]. — Après avoir rappelé les différents types de diagrammes d'alliages, permettant le phénomène de la trempe, c'est-à-dire l'obtention par brusque refroidissement des structures stables seulement à haute température ou des structures intermédiaires entre celles-ci et celles stables à la température ordinaire, l'auteur donne des exemples relatifs à presque tous les alliages utilisés dans la pratique.

Il insiste particulièrement sur le cas du duralumin, alliage d'aluminium avec environ 1 pour 100 Si, 3,5 pour 100 Cu, 4,5 pour 100 Mg. Cet alliage s'adoucit par la trempe, mais par recuit spontané à la température ordinaire revient à une dureté supérieure à celle qu'il avait à l'origine. Ce phénomène dont le mécanisme est encore mal connu est dû sans doute à la précipitation en parcelles très fines et uniformément réparties d'un constituant dur que la trempe avait fait partiellement disparaître. — H. Weiss.

L'écoulement des aciers au rouge sombre. — [*Nat.*, **110** (1922), 776-777]. — Il résulte d'un récent travail de J. H. Dickenson que les aciers se comportent comme des fluides de grande viscosité à des températures bien inférieures à 700° C, et en particulier au rouge sombre. — L. Brüninghaus.

Grosseur des grains et diffusion. — **Andrew (J.-H.) et Higgins (R.)** [*Chem. News*, **125** (1922), 163). — L'expérience montre qu'il y a une relation entre la croissance des grains et la diffusion. Explication théorique du phénomène par un glissement produit par l'écrouissage antérieur, et une remise en place des atomes à plus haute température. Au cours de ce mouvement la diffusion est favorisée. H. Weiss.

Etat moléculaire des métaux dissous dans le mercure. — **Skaupy (F.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 23-27]. — Résumé des différentes théories et des recherches expérimentales concernant cette question. — P. Job.

Contractions et dilatations des amalgames avec le temps. — **Gray (A.-W.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 108-109]. — Etude des amalgames utilisés en technique dentaire ; ils présentent une contraction rapide, suivie d'une dilatation lente, d'une nouvelle contraction très lente, et d'une légère dilatation finale. L'influence de la compression initiale est observée avec soin. — L. Brüninghaus.

Les causes des dilatations de réaction dans les amalgames. — **Gray (A.-W.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 405-406]. — Théorie des phénomènes décrits dans la note précédente. Il s'agit de lents phénomènes de cristallisation accomplis par réactions chimiques consécutives à une lente diffusion. — L. Brüninghaus.

Densités des amalgames d'alcalis. — **Bain (E.-C.) et Withrow (J.-R.)** [*Journ. of Phys. Chem.*, **25** (1921), 535-544]. — Ce mémoire traite surtout des méthodes de préparation par électrolyse au moyen d'une électrode de mercure de solutions de KCl, NaCl, NH^4Cl et Ca $(C^2H^3O^2)^2$. — Malfitano et Catoire.

COLLOÏDES

Loi de distribution des particules dans une solution colloïdale. — **Burton (E.-F.) et Bishop (E.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **100** (1922), 414-419]. — Les expériences de M. Perrin sur les émulsions de gomme-gutte ont montré que la loi de distribution des particules est analogue à la loi de distribution des molécules d'air dans l'atmosphère.

Cette loi ne s'applique pas aux solutions colloïdales ordinaires, dont les particules sont très grosses par rapport à celles des émulsions de gomme-gutte.

Les auteurs ont recherché expérimentalement s'il existe une variation remarquable de la distribution des particules dans une solution colloïdale ordinaire. Ils ont utilisé un tube de 94 cm de long et de 3 cm de diamètre rempli d'une solution colloïdale de cuivre ; de petits tubes, soudés latéralement à intervalles sensiblement égaux, permettent de recueillir, au bout de cinquante jours, le liquide provenant des différentes couches. Les concentrations correspondantes ont été trouvées égales, aux erreurs d'expériences près. Une autre expérience, faite avec un récipient de forme différente, a donné un résultat identique.

En résumé, la distribution des particules est uniforme au sein d'une solution colloïdale ordinaire ; la loi de distribution de Perrin n'est valable qu'au voisinage immédiat de la surface. — G. Déjardin.

La loi de distribution des particules colloïdales en suspension, en relation surtout avec les recherches de Perrin. — **Porter (A.-W.) et Hedges (J.-J.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 641-651]. — Dans une suspension de colloïdes on doit distinguer 3 régions : 1° une couche très mince (de l'ordre de grandeur des distances d'action moléculaires) où la concentration a une valeur spéciale ; 2° une couche d'épaisseur inférieure au dixième de mm, où la répartition est conforme à la loi de Maxwell ; 3° une zone plus étendue spécialement étudiée dans ce mémoire, où la concentration tend vers une valeur limite quand la profondeur augmente.

La répartition est donnée en fonction de la profondeur y par

$$\log \frac{n}{1 - bn} + \frac{1}{1 - bn} = Ky + A$$

n étant le nombre de micelles par cm³ ; b, K et A étant des constantes. Cette fonction est très bien retrouvée expérimentalement. Quand la profondeur augmente, la concentration devient constante et égale à $n_\infty = 1/b$.

Cette valeur limite doit dépendre de la charge électrique des micelles. Le calcul est donné en même temps que la comparaison avec l'expérience en prenant des suspensions de concentrations très différentes.

En partant d'une formule analogue à celle de Van der Waals

$$p + an^2 = \frac{nrT}{1 - bn}$$

on trouve, au lieu de la formule indiquée plus haut :

$$\log \frac{n}{1 - bn} + \frac{1}{1 - bn} - \frac{2\,an}{rT} = Ky + A.$$

R. Fortrat.

Contrôle expérimental de la théorie cinétique de Smoluchowski du mode de coagulation des colloïdes. — **Mukherjee** (**J.-N.**) et **Papaconstantinou** (**B.-C.**) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 305-320]. — Cette théorie suppose le rapport $T = \frac{1}{4\pi . D . R_a . n_0}$ indépendant du degré d'agrégation des micelles, où D est le coefficient de diffusion d'Einstein ; R_a, le rayon de la sphère d'action moléculaire ; n_0, le nombre de granules présents dans le sol avant toute coagulation. Or les mesures ultramicroscopiques infirment cette hypothèse. Au contraire, des mesures photométriques d'agrégation micellaire la confirment.

On mélange un sol d'or à un égal volume d'un électrolyte et on mesure de minute en minute l'absorption pour la lumière de longueur d'onde égale à 6830 Å. Or on peut établir une relation entre l'absorption et le degré d'agrégation micellaire (théorie de Maxwell-Garnett) ; par interpolation on mesure le temps que met le mélange à atteindre un certain degré d'agrégation micellaire, et de ce temps on déduit T. D'expériences faites sur différents électrolytes et différentes concentrations, les auteurs concluent que T est constant pour un même électrolyte à une même concentration (malgré des écarts atteignant 33 p. 100).

Le rapport ε du nombre des collisions qui produisent une agrégation au nombre total des collisions augmente très rapidement avec la concentration de l'électrolyte. Par des mesures de temps et d'absorption (temps que met le mélange à prendre la couleur de deux sols d'or servant d'étalons), on peut établir que ε est constant durant la coagulation pour un même électrolyte à température et concentration données. Par contre ε varie beaucoup avec la température ; les irrégularités de sa variation sont dues à la variation du pouvoir coagulant des ions avec la température. — R. Fortrat.

Coagulation des colloïdes. — **Westgren** (**A.**) et **Reitstötter** (**J.**) [*Journ. of Phys. Chem.*, **26** (1922), 537-548]. — Exposé de la théorie de Smoluchowski et de ses confirmations expérimentales. — P. Job.

Des méthodes de mesures de la stabilité des suspensions. — **Hahn** (**F. von**) [*Koll. Zeits.*, **29** (1921), 226-236]. — Comparaison de différentes méthodes : 1. coagulation par les électrolytes ; *a*) introduction de quelques gouttes de suspension dans un grand volume de solution d'électrolytes ; *b*) par titration ; *c*) par séries de mélanges à volume constant. 2. Par filtration ; *a*) passage à travers une série de filtres qu'on pèse après dessiccation ; *b*) étalement de la tache formée par une goutte de suspension sur le papier à filtre. 3. Coagulation par chauffage. 4. Coagulation par le courant électrique. Il faut remarquer que la comparabilité de ces quatre sortes de méthodes n'est aucunement établie sur l'analogie des processus mais sur les effets exercés sur la suspension. — Malfitano et Catoire.

Appareils pour mesure cinématique de la floculation. — **Ostwald** (**Wo.**) et **Hahn** (**F. von**) [*Koll. Zeits.*, **30** (1922), 61-70]. — Il s'agit de sédimentation et non pas de floculation (la floculation étant l'augmentation de l'opacité d'une liqueur colloïdale par formation de micelles plus grosses aux dépens des petites et qui peut se prolonger jusqu'à la formation de flocons visibles qui parfois montent à la surface, parfois sédimentent) ; l'appareil consiste à mesurer une colonne du liquide, suspendue par une dépression constante ou par capillarité, avant et après la sédimentation, parce que naturellement le poids spécifique du liquide diminue au cours de la sédimentation, surtout quand il s'agit, comme dans les essais des auteurs, de sulfate d'argent. — G. Malfitano.

Rapports sur la question des colloïdes à la réunion de la Bunsengesellschaft à Iéna les 14-16 septembre 1921. — Hahn (F. von) [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 217-226]. — 1. Celui de Freundlich traite les questions de l'adsorption sous ses différents aspects ; l'auteur insiste sur le fait que, lorsqu'il est possible de procéder à des déterminations exactes, l'adsorption ne masque pas les lois de combinaisons chimiques; pourtant il semble que cet auteur cherche dans les lois très compliquées de ces faits excessivement variables et imprécis de l'adsorption l'explication des propriétés des colloïdes, englobant sous ce nom les suspensions, les mousses, les émulsions etc.

2. Celui de Eucken traite de l'adsorption des gaz. Langmuir a déterminé le volume de gaz qui, à une faible pression de 0,1 mm de Hg, est fixé sur la surface des corps compacts en forme de plaques dont il avait mesuré les dimensions. Le volume adsorbé est moindre que ce qu'il faudrait pour que le gaz forme à la surface du solide une couche monomoléculaire. Il suppose que ce sont des points particuliers de la surface qui attirent les molécules du gaz et que cette force d'attraction n'agit pas plus loin que sur une distance de l'ordre du rayon moléculaire ou qu'alors il s'agit d'une force adhésive susceptible d'être saturée. Se fondant sur les recherches de Langmuir et les siennes, Eucken propose une théorie cinétique de ce phénomène dont voici la formule simplifiée :

$$\eta = \frac{c_\infty . \theta . \sigma . e^{\frac{c}{-}}}{\mu^{\sigma} - b(\mu)}$$

où η est la quantité adsorbée ; μ, l'exposant déduit de la loi d'attraction ; θ, la surface adsorbante ; c_∞, la concentration ; σ, le rayon atomique ; τ, temps de séjour de la molécule au voisinage du solide.

3. Celui de Nathanson traite d'un procédé de séparation des minerais de leurs gangues en utilisant les effets de tension superrficielle. La roche, finement pulvérisée, est mélangée avec de l'huile et de l'eau et des électrolytes appropriés pour former une émulsion où les gouttelettes d'huile et surtout la mousse qu'on peut en obtenir contiendraient le minerai qu'on veut extraire, par exemple des sulfures, etc.

4. Celui de Warburg traite des actions de surface concernant les cellules vivantes. Du fait qu'en présence de charbon les acides aminés sont oxydés par l'oxygène de l'air et que l'addition de certains narcotiques arrête cette oxydation et empêche manifestement l'adsorption des acides aminés l'auteur pense que les actions de surface expliqueraient les modalités des processus chimiques dans les cellules vivantes. Les rapports dont les titres suivent sont déjà trop résumés et nous préférons renvoyer les lecteurs aux originaux :

Berenyi : Mesures d'adsorption.
V. Euler : Adsorption d'ions métalliques par des particules du même métal.
Kerschbaum : Séparation en phases par champ électrique.
Lottermoser : Constitution de l'amidon ioduré.
Paneth : Méthode de détermination de la surface des poudres par l'adsorption.
Prausnitz : L'osmose électrique.
Skaupy : Molécules des métaux dissous dans le mercure.
Traube : Visibilité des submicrons dans le cône de Tyndall.
Traube : Le principe de Gibbs et les observations ultramicroscopiques.

Malfitano et Catoire.

Expériences sur la théorie de l'acidité du sol. — **Mukherjee** (**J.-N.**) [*Nat.*, **110** (1922), 732]. — L'auteur relate quelques expériences qu'il a faites en collaboration avec Kamalacharan Bhattacharya et Bankim Chandra Roy sur des précipités pulvérisés de silice, d'oxyde ferrique et d'alumine. Parmi ceux-ci, on a trouvé que la silice adsorbe des quantités appréciables d'acides, tels que les acides acétique, citrique, chlorhydrique et nitrique. L'adsorption est si énergique que par lavages répétés la substance adsorbée ne peut être enlevée, de sorte que l'extrait aqueux devient bientôt parfaitement neutre. Si alors on agite le précipité avec du chlorure de potassium — dont on constate au préalable la parfaite neutralité aux indicateurs colorés — l'extrait aqueux apparaît nettement acide. La quantité d'acide libéré est fonction de la quantité de précipité traité. — L. Brüninghaus.

Transition entre les propriétés des cristalloïdes et des colloïdes dans les séries homologues. — **Witzemann** (**E.-J.**) [*Journ. of Phys. Chem.*, **26** (1922), 201-216]. — Considérations générales. — P. Job.

Réactions topochimiques. Formation de cristaux dans les métaux colloïdaux. — **Kohlschütter** (**V.**) et **Steck** (**K.**) [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 554-567]. — On a souvent observé la formation de cristaux d'argent dans les solutions colloïdales de ce métal. Ce phénomène doit être attribué à des réactions chimiques plutôt qu'à la différence de solubilité des grains de grosseur différente ou à l'action d'un champ moléculaire. C'est ainsi que sous l'action des ions ferriques, on a



$$Ag + Fe^{\bullet\bullet\bullet} \rightleftarrows Ag^{\bullet} + Fe'', \qquad Ag^{\circ} + Ag \rightleftarrows (Ag^2)^{\circ}.$$

P. Job.

Amicrons visibles à l'œil nu dans le cône de Tyndall. — **Traube** (**J.**) et **Klein** (**P.**) [*Koll. Zeits.*, **30** (1922), 19-20]. — Il paraît que même à l'œil nu dans des solutions diluées de nitrate de plomb auquel on ajoute du Na^2CO^3 on voit à l'endroit du cône de Tyndall des particules séparées dont on ne saisit pas cependant le mouvement brownien. Cela est interprété par les auteurs en admettant qu'il s'agit de cristaux ultramicroscopiques de carbonate de plomb dont les facettes en tournant réfléchissent par instants une lumière éclatante. Dans ces préparations le microscope ne décèle rien, il faut un ultramicroscope grossissant 800 diamètres pour saisir l'existence de ces particules. Avec certaines précautions le même phénomène peut être observé dans les solutions de $CaSO^4$, $BaSO^4$, etc. — G. Malfitano.

Dosage de la partie colloïdale dans le tungstène en poudre. — **Lottermoser** (**A.**) [*Koll. Zeits.*, **30** (1922), 53-61]. — Mettant à l'épreuve la définition des colloïdes comme des fines particules qui peuvent rester en suspension dans l'eau, l'auteur a étudié des échantillons de poudres de tungstène et il déclare que dans ce cas il y a des particules de grandeurs tellement variées qu'aucune limite sûre ne peut être établie entre colloïdes et non colloïdes. — G. Malfitano.

Les propriétés des poudres. — [*Nat.*, **109** (1922), 496-497]. — Un intérêt considérable se rattache à l'étude des poudres assez fines pour différer d'une façon marquée des cristaux massifs, tout en étant assez grossières encore pour différer également beaucoup des suspensions colloïdales. Cette question a fait récemment l'objet de travaux importants, dont le présent article donne un court aperçu. Le principal sujet discuté fut le fractionnement des poudres par lévigation.

L. Brüninghaus.

L'image ultramicroscopique du charbon colloïdal. — **Lachs** (**A.**) [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 125-127].

Structures des systèmes dispersés. — **Weissenberger (G.)** [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 113-124]. — Malfitano et Catoire.

Remarques sur la théorie des anneaux de Liesegang. — **Fischer (M.-H.) et Mc Laughlin (G.-D.)** [*Koll. Zeits.*, 30 (1922), 13-16]. — On appelle anneaux de Liesegang les strates périodiques des précipités qu'on obtient quand, au sein d'une gelée à laquelle on a incorporé une substance, telle que $K^2Cr^2O^7$, on en fait diffuser une autre, telle que $AgNO^3$. Les auteurs proposent d'expliquer la discontinuité périodique des dépôts du précipité par l'hypothèse que le chromate d'argent, par exemple, fraîchement formé, étant combiné avec les molécules du solvant, formerait une couche hémiperméable qui arrêterait le passage d'une nouvelle portion de sel d'argent, et qu'ensuite, ces hydrates se décomposant, cet empêchement disparaîtrait et le processus se répéterait ainsi par étapes successives. — G. Malfitano.

Les anneaux de Liesegang dans les gels étirés. — **Burton (E.-F.) et Bell (G.-C.)** [*Journ. of Phys. Chem.*, 25 (1921), 526]. — Une feuille de gélatine imprégnée de chromate de potassium est maintenue étirée suivant une direction En y déposant une goutte de $AgNO^3$ il se forme des anneaux, qui dans ce cas ont la forme d'une ellipse dont le grand axe est parallèle à la direction de la force qui étire la feuille. — Malfitano et Catoire.

Etude du pouvoir inducteur spécifique des solutions colloïdales. — **Errera (J.)** [*Journ de Phys.*, 3 (1922), 401-410].

Constantes diélectriques des colloïdes. — **Keller (R.)** [*Koll. Zeits.* 29 (1921), 193-196]. — Les expériences insuffisamment décrites que l'auteur rapporte l'ont persuadé que les émulsions de KOH dans la toluidine, par exemple, ou de HCl dans la benzaldéhyde, formeraient des gouttelettes dont la charge ne dépendrait pas de la constitution chimique, mais des actions de surface entre la gouttelette et le milieu. — Malfitano et Catoire.

Les propriétés électriques des colloïdes. — **Mund (W)** [*Rev. Quest. Sc. de Brux.*, 1 (1922), 74-94]. — Revue de la question, en considérant les colloïdes comme des suspensions de granules ultramicroscopiques chargées par électrisation de contact et précisant que c'est par l'adhésion d'ions d'un signe à leur surface, les ions contraires étant libres dans le liquide. L'auteur considère l'exposé de cette théorie donné par Lamb comme le plus rigoureux et quant au nombre d'unités de charges attribuables à un granule il fait choix du cas de granule d'argent qui semble bien être chargé par une centaine d'ions. Dès lors le problème de l'origine de cette charge ne lui semble pas éclairci. Cependant, et cela s'explique par le choix qu'il a fait, l'auteur pense que l'électrisation de contact explique tous les faits concernant les colloïdes. Cette manière de voir est très raisonnable dans le cas des suspensions, mais semble insuffisante dans le cas des colloïdes vrais, surtout lorsque ceux-ci se forment en partant des solutions parfaitement limpides qui se troublent peu à peu et inversement de troubles deviennent limpides ; à moins que l'on ne considère la formation de complexes comme plus adéquate à expliquer les propriétés électriques de ces vrais colloïdes. — Malfitano et Catoire.

Recherche sur l'osmose électrique à travers des membranes poreuses. — **Prausnitz (P.-H.)** [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 293-309]. — Les résultats obtenus par l'auteur ne semblent ajouter rien de nouveau aux faits décrits par Perrin. — Malfitano et Catoire.

L'effet de substances dissoutes sur le dépôt de particules colloïdales d'une solution au moyen d'un courant électrique. — Kleeman (R.-D.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 431-432]. — L. Brüninghaus.

Influence de la dimension des granules colloïdaux sur l'adsorption des électrolytes. — Murray (H.-D.) [*Phil. Mag.* 44 (1922), 401-415]. — Le colloïde est du mastic dissous dans l'alcool puis précipité par de l'eau acidulée d'un peu de HCl et purifiée ensuite par dialyse. La séparation des particules a été opérée par la méthode de Oden. On a étudié l'influence des dimensions et la régularité des granules sur l'adsorption des ions mesurée en déterminant la plus faible concentration capable de produire la coagulation. L'observation de la coagulation a été facilitée par la centrifugation qui raccourcit la durée du dépôt des flocons.

Les électrolytes étaient $(SO^4)^3Al^2$, $BaCl^2$ et NaCl. On obtient des résultats bien comparables en prenant comme variable la surface totale des micelles, au lieu de leur masse ou de leur nombre. Cependant l'adsorption n'est pas proportionnelle à cette surface : les petits granules adsorbent proportionnellement plus que les gros.

R. Fortrat.

L'adsorption électrique comme effet proprement chimique. — Kolthoff (J.-M.) [*Koll. Zeits.*, 30 (1922), 35-44]. — L'adsorption d'ions, autrement dite électrisation de contact, ne semble pas à l'auteur un fait simplement physique, explicable par des effets de capillarité, parce que justement les électrolytes modifient très peu la tension superficielle des liquides et parce que, de plus, la fixation d'un ion déplace un autre ion de même nature de la surface du corps adsorbant. Les expériences de l'auteur sur les constantes d'adsorption, qui d'ailleurs correspondent aux valeurs trouvées par Freundlich et Swen Oden, l'amènent à formuler ces conclusions :

a) L'adsorption électrique est de nature chimique.

b) L'isotherme d'adsorption

$$\frac{x}{m} = \alpha C^{\frac{1}{n}},$$

Ou $\frac{x}{m}$ est la quantité de matière adsorbée par gramme d'adsorbant ; C, la concentration ; α et $\frac{1}{n}$, des constantes, peut être facilement déduite des règles stéchiométriques, si l'on admet que le corps insoluble de l'adsorbant se combine à un ion donnant un autre corps insoluble.

c) L'exposant $\frac{1}{n}$ de l'isotherme d'adsorption est en relation directe avec le valence de l'ion fixé. Etant pour les ions monovalents égal à a, pour les ions bivalants il est égal à $\frac{a}{2}$; pour les ions trivalents, $\frac{a}{3}$.

d) L'importance du pouvoir adsorbant est liée à l'étendue de la surface des particules de l'adsorbant. Dans la couche limitrophe la concentration de l'ion fixé est faible. Si on introduit de nouvelles portions d'adsorbant il se fait une nouvelle répartition des ions actifs.

e) La question de l'adsorption a une grande importance pour l'étude des colloïdes. — G. Malfitano.

Influence de la radioactivité sur les colloïdes inorganiques et biologiques. — Fernau (A.) et Pauli (Wo.) [*Koll. Zeits.*, 30 (1922), 6-13]. — Des sols d'hydroxyde de cerium dans lesquels on a immergé un tube contenant du radium

sont coagulés et on peut constater que c'est parce que les micelles perdent sous l'influence du rayonnement leurs charges électriques. Il en est de même des albumines, caséine, glutine et même des lipoïdes sur lesquels la radioactivité a une action qui rappelle celle de la chaleur. En effet, la coagulation dépend dans ce cas de la teneur et de la qualité des sels dissous dans le milieu. Il y a une teneur en sel et un degré de réaction auxquels la radioactivité a comme effet la coagulation. Il faudrait se demander si la radioactivité, comme d'ailleurs la chaleur, n'agirait dans ce cas que pour intensifier une transformation qui se ferait lentement toute seule.

G. Malfitano.

Equilibres dans le système HCl-gélatine. — Wintgen (R.) et Vogel (H.) [*Koll. Zeits.*, **30** (1922), 45-53]. — Dans un mémoire antérieur, Wintgen et Kröger [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 133 D], attribuaient à la gélatine la constitution d'une molécule complexe formée d'un ion gélatine-Cl^- compensé par H^+, et assignaient à ce complexe un poids moléculaire voisin de 839. Ils ont répété leurs expériences par une méthode potentiométrique et se sont inquiétés de savoir si le poids moléculaire ne changeait pas avec les concentrations d'acide. Dans les solutions entre 5.10^{-2} et 4.10^{-3} HCl *n*. ce poids moléculaire ne change pas et reste voisin de 885. Ils arrivent à la même conclusion en déterminant le point iso-électrique en fonction de la concentration et de la teneur en HCl. Par des mesures de conductibilité les auteurs assignent à la B-glutine obtenue par chauffage prolongé de la gélatine un poids moléculaire environ moitié moins grand. — G. Malfitano.

Influence de l'acide tungstique sur la vitesse de gélatinisation de la silice par HCl concentré. — Kröger (M.) [*Koll. Zeits.* **30** (1922), 18-19]. — L'acide tungstique accélère toujours la formation de la gelée de silice. La courbe de l'accélération en fonction de la concentration en acide tungstique est sinueuse.

G. Malfitano

Influence de la concentration des colloïdes sur leur précipitation par les électrolytes. — Weiser (H.-B.) et Nicholas (H.-O.) [*Journ. of. Phys. Chem.*, **25** (1921), 742-757]. — 1. Les auteurs ont consacré ce travail à l'étude de la précipitation des solutions colloïdales d'oxyde de chrome, de bleu de Prusse, d'hydroxyde ferrique et de sulfure d'arsenic à diverses concentrations en se servant d'électrolytes à ions précipitants de différentes valences.

2. Avec l'oxyde de chrome, le bleu de Prusse et l'hydroxyde ferrique, l'activité précipitante des électrolytes diminue lorsque la concentration du colloïde s'abaisse, quel que soit l'électrolyte. Avec le sulfure d'arsenic, l'activité des ions monovalents croît lorsque la concentration du colloïde diminue.

3. La question est sous la dépendance de l'adsorption relative de l'ion précipitant et de l'ion stabilisant. — L. Brüninghaus.

La coagulation des colloïdes par les électrolytes. — Murray (H.-D.) [*Chem. News*, **123** (1921), 277-279]. — Les faits connus que l'auteur prend en considération sont les suivants : 1° C'est l'ion de signe opposé à celui du granule dont l'action est spécifique dans la coagulation. 2° Cette activité augmente avec la valence de cet ion. 3° Néanmoins il faut tenir compte des influences des ions de même signe que le granule. 4° La possibilité que le colloïde coagulé ait échangé une part de ces ions avec ceux additionnés pour le coaguler. 5° La concentration minima suffisante pour coaguler. 6° Importance des ions inhérents à la préparation du colloïde. L'auteur insiste sur les précautions à prendre dans de pareilles études pour assurer la comparabilité des expériences. — Malfitano et Catoire.

Coagulation du colloïde de sulfure d'arsenic par les électrolytes. — **Burton (E.) et Mac Innes (E.-D.)** [*Journ. of Phys. Chem.*, 25 (1921), 517-525]. — Burton et Bishop avaient énoncé les règles suivantes : 1° L'ion coagulateur étant monovalent il en faut des quantités croissantes à mesure que le colloïde est plus dilué. 2° Etant bivalent il en faut des quantités à peu près constantes quelle que soit la concentration du colloïde. 3° Etant trivalent il en faut des quantités croissantes qui suivent à peu près la concentration du colloïde. Dans ce nouveau mémoire Burton et Mac Innes ont plus soigneusement vérifié ces conclusions sur sur le sulfure d'arsenic colloïdal et les ont confirmées. De plus ils ont mis en évidence que l'ion bivalent Ba^{++} est le plus actif et que l'ion Ce se comporte plutôt comme un ion trivalent. — Malfitano et Catoire.

Action concomitante des ions. — **Michaelis (L.) et Timénez-Diaz (C.)** [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 184-190]. — En étudiant l'action des électrolytes sur les colloïdes négatifs on ne doit pas négliger la concentration en H^+ présent. L'influence du P_H sur l'action des cations alcalins est des plus manifestes et non pas seulement additive. L'influence sur le Ca^{++} a une autre allure que celle sur le K^+ et Na^+.
Malfitano et Catoire.

Sur la stabilité et la réversibilité des transformations des hydrosols obtenus par hydrolyse des sels. — **Tian (A.)** [*C. R.*, 172 (1921), 1402]. — Il est tout à fait exceptionnel de voir les solutions salines de métaux lourds, qui contiennent une proportion plus ou moins grande de leur base à l'état de suspension colloïdale, floculer comme les hydrosols purs. L'auteur explique cette stabilité très grande par le processus chimique de division et dispersion qu'il a exposé dans une note antérieure. [*C. R.* 172 (1921), 1291 ; *Journ. de Phys.*, 3 (1922), 129 D]. Il en déduit également la réversibilité de certaines transformations colloïdales. — J. Villey.

Floculation du sulfure d'arsenic colloïdal. Influence de la dilution de l'électrolyte et de la quantité d'électrolyte. — **Boutaric et Vuillaume** [*C. R.*, 173 (1921), 229]. — Suite à une note antérieure [*C. R.*, 172 (1921), 1293 ; *Journ. de Phys.*, 3 (1922), 129 D]. — On dilue sous des volumes v variés une quantité toujours la même (25 cm³) d'une solution colloïdale bien définie de sulfure d'arsenic (préparée à partir d'une solution d'anhydride arsénieux à 5 g par litre); on complète à 100 cm³ par une solution contenant une quantité toujours la même de l'électrolyte étudié (KCl, $BaCl^2$, $AlCl^3$), mais diluée dans le volume variable $(100 - v)$: la vitesse de floculation varie dans de larges limites; elle diminue quand $(100 - v)$ augmente, et tend vers une limite pour des valeurs assez élevées de cette dilution de l'électrolyte.

Au contraire, quand la solution électrolytique utilisée est à concentration fixe, les $(100 - v)$ cm³ apportent une quantité variable d'électrolyte, et la vitesse de floculation augmente toujours avec celle-ci. — J. Villey.

Réactions chimiques dans les mélanges de sols différents. — **Freundlich (H.) et Nathansohn (A.)** [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 16-19]. — Par mélange, d'une part, de collargol ou de sélénium dans l'hydrazine, avec, d'autre part, du soufre colloïdal et du sulfure d'arsenic, les auteurs remarquent des changements de couleurs, ce qui dénote des réactions que les auteurs pensent se passer entre les micelles des deux colloïdes. — Malfitano et Catoire.

L'influence de la congélation sur les colloïdes d'oxydes de sélénium. — **Gutbier (A.) et Flury (F.)** [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 161-172]. — Ce colloïde, quand il est pauvre en électrolytes, est coagulé après fusion du glaçon ; quand il

est riche il n'est pas altéré par effet de la congélation. Dans des cas intermédiaires l'état de division est plus ou moins modifié. Les auteurs ne concluent pas quant à l'explication de ce processus, cependant il semble bien que la formation des cristaux de glace concentre d'abord et finit par comprimer les micelles qui après dégel, si elles sont susceptibles de s'ioniser, se séparent de nouveau et diffusent dans le liquide; si elles sont peu ionisables, elles restent collées les unes aux autres. — MALFITANO ET CATOIRE.

Hydroxyde de cuivre colloïdal. — Paal (C.) et Steyer (H.) [*Koll. Zeits.*, **30** (1922), 1-5]. — Description du mode de préparation d'un colloïde d'hydroxyde de cuivre et de protalbinates et de lysalbinates de soude. En ajoutant de la lessive de soude à un mélange des solutions de sulfate de cuivre et des composés organiques, l'hydroxyde de cuivre ne se sépare pas, mais reste diffusé et probablement combiné avec le composé organique, auquel les auteurs assignent le rôle dit de colloïde protecteur. — G. MALFITANO.

Contribution à la chimie générale des colloïdes. — II. Succession des changements de l'acide stannique après subdivision par l'alcali. — Stiegler (A.) [*Koll. Zeits.*, **29** (1921), 65-81]. — En partant d'un colloïde contenant un chlorostannate alcalin de potassium l'auteur en prépare des mélanges avec une solution de KOH de même alcalinité. Il remarque que la conductibilité spécifique ainsi que l'état de division du colloïde non seulement sont d'autant plus grands que le quantité du colloïde est plus diluée, mais que le mélange varie en fonction du temps; dans les solutions concentrées la conductibilité s'accroît, dans les plus diluées elle baisse d'abord et s'accroît ensuite avec le temps. Les mesures de concentrations en OH^- vont en sens contraire aux variations de conductibilité. Il ne s'agirait pas d'hydrolyse, mais de subdivision du colloïde avec formation d'ions colloïdaux plus mobiles. — MALFITANO ET CATOIRE.

Analyse physico-chimique des hydroxychlorures d'alumine. — Adolf (M.) et Pauli (W.) [*Koll. Zeits.*, **29** (1921), 281-287]. — Etude de trois types de ces composés qui sont colloïdaux et dont les mesures d'ionisation, comparées à la composition élémentaire, amènent l'auteur à les considérer comme formant des ions complexes de divers degrés. — MALFITANO ET CATOIRE.

Préparation de colloïdes d'acide silicique et tungstique par électrolyse dans la cellule de Hildebrand. — Kröger (M.) [*Koll. Zeits.*, **30** (1922), 16-18]. — Les solutions de silicates et tungstates alcalins soumis à l'électrolyse, la cathode étant une couche de Hg, perdent le métal alcalin et se transforment en acides siliciques et tungstiques colloïdaux, relativement très stables. Ce procédé ne réussit ni avec les aluminates ni avec les molybdates qui précipitent pendant l'électrolyse. Avec les chromates l'auteur dit avoir réussi une fois.

G. MALFITANO.

Analyse physico-chimique des colloïdes d'oxychlorure de zircone. — Adolf (M.) et Pauli (W.) [*Koll. Zeits.*, **29** (1921), 173-183]. — L'hydrolyse du sel $ZrOCl^2$ dans l'eau est anormale et dépasse les limites de l'équilibre entre l'hydrate et l'acide, ce qui prouve que l'hydroxyde est à l'abri de l'acide dans des complexes $Zr(OH)^4 . ZrOCl^2$.

L'étude des sols ainsi formés montre que le rapport entre ces deux molécules est simple comme 1 : 1, 3 : 4, 2 : 3, et 1 : 2. — MALFITANO ET CATOIRE.

Variation du pouvoir catalytique dans les électroplatinosols. — **Rocasolano** (**A.**) [*C. R.*, **173** (1921), 41]. Dans une note antérieure [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 92 D], l'auteur avait donné des résultats relatifs au vieillissement des colloïdes, caractérisé par la diminution d'action catalytique sur la décomposition de l'eau oxygénée. En réalité des mesures faites sur des prélèvements sucessifs à des intervalles réguliers (d'heure en heure, et même de 5 minutes en 5 minutes) accusent des variations irrégulières et très notables, dans l'un et l'autre sens, de l'activité catalytique ; elles manifestent des évolutions beaucoup plus compliquées.

J. Villey.

Variations produites par les stabilisateurs dans le pouvoir catalytique des électroplatinosols. — **Rocasolano** (**A.**) [*C. R.*, **173** (1921), 234]. — Etude de la décomposition de l'eau oxygénée par les électroplatinosols en présence de stabilisateurs : gélatine, gomme arabique, lysalbinate et protalbinate de sodium. Le stabilisateur atténue le pouvoir catalytique des platinosols, et son action est proportionnellement beaucoup plus grande aux faibles doses.

J. Villey.

Saponine et colloïde d'or. — **Gutbier** (**A.**), **Huber** (**J.**) et **Haug** (**R.**) [*Koll. Zeits.*, **29** (1921), 25-27]. — On prévoyait que la saponine serait capable de rendre plus stable les suspensions en général ; les essais faits en la mélangeant à l'or colloïdal ont montré qu'il n'en était rien puisque même l'alcool, qui ne les altère pas séparément, coagule le mélange. — Malfitano et Catoire.

Etude sur les colloïdes protecteurs ; dixième série : saponine. — **Gutbier** (**A.**), **Huber** (**J.**) et **Haug** (**R.**) [*Koll. Zeits.*, **29** (1921), 19-25]. — Le fait rapporté est que des solutions de saponine mises à dialyser perdent de la matière organique plus que des sels. Ceux-ci représentent 0,5 pour 100 du produit sec. On imagine que la saponine formerait une couche protectrice autour des particules salines les empêchant ainsi de dialyser ou de précipiter. (A ce titre la glycérine pourrait être le protecteur du phosphate de chaux dans le glycérophosphate).

Malfitao et Catoire.

Connaissance des conditions de stabilité des sols platino-organiques. — **Lindeman** (**J.**) et **Svedberg** (**Th.**) [*Koll. Zeits.*, **29** (1921), 1-16]. — Börjeson a prétendu avoir doré des granules de platine des sols obtenus par la méthode Svedberg et cela en mélangeant les sols de platine avec des solutions de $HAuCl^4$ additionnées de H^2O^2. Les auteurs, les faisant grossir par ce moyen, ont pu étudier la vitesse de sédimentation pour ces granules et en déduire, en appliquant la formule de Stokes, leur grosseur. La valeur trouvée est en moyenne 94 Å. Ayant établi ce point ils ont pu étudier les conditions de stabilité de ce colloïde. Celui-ci n'est pas stable et flocule par vieillissement, par chauffage et par addition d'électrolytes.

Malfitano et Catoire.

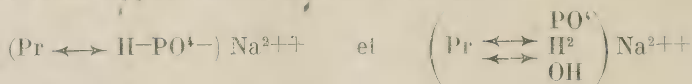
Le carragaheen comme colloïde protecteur. — **Gutbier** (**A.**) et **Huber** (**J.**) [*Koll. Zeits.*, **30** (1922), 20-35]. — G. Malfitano.

Sur l'emploi thérapeutique des colloïdes organo-métalliques dits protégés. — **Voigt** (**J.**) [*Koll. Zeits.*, **29** (1921), 89-90]. — L'auteur appelle colloïdes protégés ceux où les particules sont constituées à la fois de métal finement divisé et de matières organiques et il a remarqué que ces matières protectrices, c'est-à-dire qui rendent stable le colloïde, ne manquent pas d'inconvénients en thérapeutique, provoquant des embolies. — Malfitano et Catoire.

Phénomènes de chimie colloïdale dans la réaction de la tyrosinase. — Haehn (H.) [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 125-130]. — La tyrosinase produirait aux dépens de la tyrosine une matière rouge, colloïde à petit grain qui, floculant, constituerait la mélanine, colloïde à gros grain qu'on peut séparer de la première par ultrafiltration. — Malfitano et Catoire.

Ultrafiltration des sols de lécithine. — Bechhold (H.) et Neuschloss (S.-M.) [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 81-89]. — L'ultrafiltre de Bechhold laisse passer jusqu'à 97 pour 100 de la lécithine des sols contenant 1 g : l. Les quantités manquantes ne sont pas seulement retenues parce qu'elles forment des micelles volumineuses, mais aussi parce qu'elles sont absorbées par le filtre. D'ailleurs en filtrant très doucement il ne passe que de l'eau. — Malfitano et Catoire.

Etudes sur l'état colloïdal des protéines de l'extrait de levure. — Fodor (A.) [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 28-45]. — Une phosphoprotéine est dans les extraits de levure la matière active de la fermentation du sucre, qu'on a préparée par macération aqueuse de la levure desséchée et par précipitation fractionnée par HCl. Il a été établi que la protéine non associée à l'ion PO^4 est inactive. Dans ce travail l'auteur appelle hétéro-ions les complexes



dont l'henhydron est :



qui serait le véritable agent de la fermentation et l'ekhydron :



qui est inactif, ce qui explique selon l'auteur la sensibilité à la réaction du milieu sans que la quantité de H^+ de celui-ci soit cause de ses propriétés électriques et fermentatives. — Malfitano et Catoire.

Sur la coloration du coton. — Auerbach (R.) [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 190-193]. — Recherche sur la relation qui existe entre la grandeur des particules d'une matière colorante (mesurée par la vitesse de diffusion) et le pouvoir colorant.
Malfitano et Catoire.

Sur le tannage de la gélatine par la formaldéhyde. — Moeller (W.) [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 45-55]. — CH^2O insolubilise la gélatine et l'empêche de se liquéfier par le chauffage. L'auteur appelle cette modification tannage : selon lui des polymères, eux-mêmes colloïdaux, de CH^2O seraient fixés physiquement par la gélatine en micelles formant gelée, tandis que CH^2O forme des composés acides méthylamidés avec la gélatine qui n'a pas les propriétés de gélifier et qui accompagne toujours la première. — Malfitano et Catoire.

Chimie colloïdale et photographie. — Lüppo-Cramer [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 314-315]. — Le développement physique, qui consiste à introduire, dans le bain, du colloïde argentifère déjà réduit qui servirait de germes, est plus lent lorsque le grain d'émulsion est plus gros ; donc l'image latente n'est aucunement superficielle (ce qui est contraire à l'hypothèse des germes). D'ailleurs, ce développement physique est activé par addition d'iodures et il convient d'employer comme renforçateur du bain une solution contenant du méthol, de l'acide citrique et du nitrate d'argent. — Malfitano et Catoire.

Contribution à la formation des sols photographiques par cristallisation. — **Steigmann** (A.) [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 145-148]. — Les particules métalliques formeraient des complexes qui ne seraient que des microcristaux.

MALFITANO ET CATOIRE.

Aniline pure et ses émulsions dans l'eau. — **Bhatnagar** (S.-S.) [*Journ. of Phys. Chem.*, 25 (1921), 735-741]. — On sait qu'une émulsion d'huile neutre se comporte comme une suspension colloïdale, et que sa stabilité dépend dans une large mesure de la charge des particules, comme c'est aussi le cas de nombreuses suspensions. Hatschek a étudié l'influence des électrolytes sur la vitesse de coagulation d'émulsions, dans lesquelles la phase dispersée avait la même masse spécifique que le milieu servant de solvant. Dans ce cas, l'addition d'électrolytes provoque la réunion de deux particules toutes les fois que le mouvement brownien les met au contact. La gravité n'intervenant pas, la coagulation cesse lorsque le mouvement brownien devient trop faible pour que ce contact puisse se produire.

Mais Hatschek se servait dans ses expériences d'alcool ou d'acétone, et d'eau comme solvant, ce qui n'est pas à l'abri de toute critique. Pour éviter toute complication, l'auteur a repris ces expériences en se servant d'aniline pure et d'eau pure. Vers 46-47° C, les masses spécifiques du solvant et de l'aniline s'égalisent, en partie du fait de variations inégales de masse spécifique des corps purs, en partie par suite de la légère solubilité de l'aniline dans l'eau, et à cette température la plus légère agitation donne lieu à une fine émulsion ayant l'aspect du lait. En secouant vigoureusement pendant quelques minutes, on obtient une émulsion stable : maintenue à cette température, elle ne manifeste aucun signe de séparation même après plusieurs jours, surtout si la proportion d'aniline dans l'eau est de l'ordre de 10^{-3}.

De telles émulsions, dont les grains sont très fins, sont rapidement coagulées par les électrolytes, et conviennent donc particulièrement bien au but à atteindre.

Les effets des électrolytes en général sont les mêmes que dans le cas de beaucoup de sols, les électrolytes trivalents étant plus actifs que les divalents, et ceux-ci plus que les monovalents, pour un nombre égal de valences-gramme d'électrolyte ajouté.

Ces expériences établissent donc nettement l'analogie qui existe entre l'aniline, les émulsions d'huiles neutres, et diverses suspensions colloïdales.

L. BRÜNINGHAUS.

L'action de la lumière ultra-violette sur les gels. — **Holmes** (E.-O.) et **Patrick** (W.-A.) [*Journ. of Phys. Chem.*, 26 (1922), 25-41]. — Un précipité gélatineux de silice, contenant 10 pour 100 d'eau, et exposé dans le vide à la lumière de l'arc au fer, n'est pas modifié : la pression reste sensiblement nulle ; il n'y a pas dégagement de vapeur d'eau. Si le précipité est imprégné d'acide acétique, il y a, sous l'action des radiations ultra-violettes, un dégagement gazeux constitué par des vapeurs d'acide acétique mélangées aux produits de décomposition de l'acide. Fait essentiel : ces produits gazeux ne sont pas adsorbés de nouveau lorsqu'on cesse d'éclairer le gel. Même phénomène avec l'acétone que décompose aussi la lumière de l'arc au fer.

Les auteurs concluent de leurs expériences que l'adsorption est uniquement modifiée par les bulles gazeuses qui prennent naissance dans le gel. Le rôle de la lumière ultra-violette se borne à la production des bulles gazeuses. Ce phénomène peut être rapproché de l'action d'un gaz permanent inerte dans l'adsorption des

vapeurs de sulfure de carbone par la silice gélatineuse. La présence du gaz empêche le sulfure de carbone de mouiller complètement les pores du précipité et réduit la quantité de vapeur adsorbée sous une pression donnée. — J. Cabannes.

XII. — REVUE DES LIVRES

Méthodes et problèmes de la théorie des fonctions. — **Borel (E.)** (Collection de monographies sur la théorie des fonctions, publiée sous la direction de M. Emile Borel) [1 vol., 148 p., Gauthier-Villars, Paris, 1922]. — Le livre de M. Borel offre une vue générale des origines et de l'évolution de la théorie des fonctions à laquelle ont été consacrés vingt-cinq volumes de cette belle collection de monographies, créée par lui, et qu'il a enrichie, pour un tiers, par sa collaboration effective.

M. Borel a donné à son aperçu la forme d'une analogie entre la biologie et la théorie des fonctions, analogie développée dans l'Introduction et que les physiciens liront avec un intérêt particulier.

A ce point de vue, les ensembles et les domaines sont les tissus constitutifs de ces êtres que les mathématiciens appellent des « fonctions ». C'est de ces domaines et ensembles que s'occupe l'auteur dans le premier chapitre. Il étudie ensuite les opérations et les développements en séries, procédés de reproduction et de transformation des êtres fonctionnels. Puis, vient la notion de croissance et l'exposé du rôle important qu'elle joue dans la théorie des fonctions. Un dernier chapitre traite de cette famille, si importante et si harmonieuse, que forment les fonctions de variables complexes, dont le rôle a été considérable dans les progrès de la géométrie et de la physique mathématique.

Il ne faudrait pas se représenter ce livre comme un exposé didactique : l'auteur renvoie aux monographies parues dans la collection et ne développe que certains compléments que leur découverte récente ou leur caractère spécial n'avaient pas permis d'insérer dans les livres antérieurs. Je citerai, par exemple, comme étant de nature à intéresser les physiciens, le type si simple d'une équation aux dérivées partielles à coefficients analytiques dont la solution n'est pas analytique. Les fonctions non analytiques se présentent ainsi d'elles-mêmes, au moment où on les attend le moins : elles s'introduisent naturellement.

C'est d'ailleurs cette notion de « naturel » qui est toujours présente à la pensée de M. Borel et qui frappe d'une marque si personnelle l'ensemble de ses travaux, où se trouvent étroitement unis l'imagination la plus abstraite et le sens le plus ferme du concret. — P. Montel.

Géométrie du sens commun. — **Romane (R.)** [1 broch., 16 cm × 22 cm, 61 p., Brinkmann, Mulhouse, (1922)]. — Exposition d'une doctrine d'un verbalisme excessif, aboutissant à une critique des conceptions d'Einstein. — F. Perrin.

The principle of Relativity with applications to Physical Science. — **Whitehead (A.-M.)** [1 vol., 16 cm × 22 cm, 190 p., *Cambridge University Press*, 1922]. — Ce livre n'est pas un exposé des théories d'Einstein. L'auteur, partant d'idées à priori sur certaines nécessités de la connaissance scientifique, y développe une théorie originale de la gravitation conforme au principe de relativité restreinte.

La première partie contient d'assez longs développements philosophiques qui conduisent notamment l'auteur à considérer le continuum espace-temps comme homogène et uniforme, ce qui l'oblige à rejeter la théorie de la relativité généralisée et à maintenir la distinction entre la géométrie de l'univers et la physique.

Adoptant les conclusions de la théorie de la relativité restreinte, il expose la géométrie de l'univers de Minkowski en admettant comme relation fondamentale la possibilité pour un ensemble d'événements d'être simultanés à la fois pour deux observateurs ; il fait ainsi dériver la géométrie spatiale dans un système de référence, non des propriétés des corps solides, mais des relations temporelles de ce système avec les autres systèmes possibles.

Il donne ensuite sans justifications précises la loi de gravitation suivante : A un élément de la ligne d'univers d'un point matériel M est associée une impulsion $\mathrm{d}J$ ayant pour expression

$$\mathrm{d}J^2 = \mathrm{d}G_M{}^2 - \frac{2}{c^2}\sum_m \frac{\gamma . m}{\Omega_m(r-\xi)}\,\mathrm{d}G_m{}^2$$

où c est la vitesse de la lumière ; γ, la constante de gravitation.

$$\mathrm{d}G_M{}^2 = c^2\,\mathrm{d}T^2 - \mathrm{d}X^2 - \mathrm{d}Y^2 - \mathrm{d}Z^2,$$

$$\mathrm{d}G_m{}^2 = c^2\,\mathrm{d}t^2 - \mathrm{d}x^2 - \mathrm{d}y^2 - \mathrm{d}z^2,$$

$$\Omega_m{}^2 = \frac{1}{1-\dfrac{v_m{}^2}{c^2}} \qquad v_m{}^2 = \left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}\right)^2,$$

$$r^2 = (X-x)^2 + (Y-y)^2 + (Z-z)^2,$$

$$\xi = \frac{1}{c}\left[(X-x)\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} + (Y-y)\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} + (Z-z)\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}\right],$$

X, Y, Z étant les coordonnées de la particule M à l'instant T et x, y, z celles de la particule m à l'instant $t = T - \frac{r}{c}$. La trajectoire de la particule M est ensuite fixée par une condition d'impulsion stationnaire

$$\delta\int_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} \mathrm{d}J = 0.$$

Cette loi satisfait au principe de la relativité restreinte et donne comme première approximation la loi de Newton. Dans le cas d'une seule masse attirante importante (système solaire) elle est formellement très voisine de celle d'Einstein et conduit à la même valeur pour la rotation du périhélie d'une planète et la déviation d'un rayon lumineux. Mais la signification de l'impulsion $\mathrm{d}J$, essentiellement différente du temps propre d'Einstein, ne permet pas d'interpréter d'une façon simple et directe le déplacement des raies vers le rouge dans le spectre solaire. L'auteur n'y arrive qu'au moyen d'hypothèses assez arbitraires faisant intervenir le processus d'émission.

La deuxième partie est principalement consacrée au développement mathématique de la théorie et à l'étude de quelques conséquences nouvelles : une différence dans la position des raies spectrales émises par le centre du disque d'un astre et par sa périphérie, accompagnée d'un dédoublement ou détriplement possible des raies ; — existence d'un champ magnétique très faible devant résulter de la superposition d'un champ électrique constant et d'un champ de gravitation. Remarquons à ce propos que l'introduction du tenseur de gravitation dans les équations de Maxwell ne trouve aucune justification dans la théorie de l'auteur.

Enfin la dernière partie est un exposé des méthodes du calcul tensoriel fait en dehors de toute interprétation géométrique.

Ce livre contient un grand nombre de passages intéressants, mais la théorie

qui y est exposée ne peut, semble-t-il, à aucun point de vue, soutenir la comparaison avec la théorie de la relativité généralisée. Assez arbitraire, ne donnant aucune explication de la gravitation et restant trop éloignée de la réalité expérimentale, elle n'a ni la simplicité logique, ni l'harmonie intérieure de la théorie d'Einstein. — F. Perrin.

Données numériques d'électricité, magnétisme et électrochimie. — **Boll** (**M.**), **Higson** (**G.-I.**), **Malapert** (**M.**), **Slade** (**R.-E.**) et **Weisse** (**G.-von.**) [1 vol., 27 cm × 22 cm, 154 p., extrait des *Tables annuelles de constantes et données numériques*, **4**, (1913-1916), 625-692 ; 931-1 016 ; Gauthier-Villars et Cie, Paris ; Cambridge University Press, London ; University of Chicago Press, Chicago ; 1922].

Art de l'ingénieur et métallurgie, résistance des matériaux et données numériques diverses. — **Descroix** (**L.**) [1 vol., 27 cm × 22 cm, 164 p., extrait des *Tables annuelles de constantes et données numériques*, **4** (1913-1916), 1 217-1 380 ; Gauthier-Villars et Cie, Paris ; Cambridge University Press, London ; University of Chicago Press, Chicago ; 1922].

L'arc électrique. — **Leblanc** (**M.**) [1 vol., 25 cm × 15 cm, 131 p., *Journal de Physique*, Paris, 1922]. — Rapport correspondant à deux conférences faites sous le patronage de la Société française de Physique. Dans une première partie l'auteur expose le fonctionnement de l'arc à la lumière des théories actuelles. Il rappelle les notions sur la théorie électronique des métaux et les diverses formes de la décharge dans les gaz, qu'il est nécessaire de connaître pour comprendre le mécanisme par lequel l'arc s'établit et développe les théories (Simon, etc.), qui essayent de rendre compte quantitativement du phénomène de la décharge par arc.

Le deuxième chapitre traite des différents aspects de l'arc, résumant et classant les innombrables travaux qui ont été faits à ce sujet, tant au point de vue du régime électrique que du régime lumineux (parmi lesquels se distinguent plus particulièrement ceux de Mme Ayrton et de Blondel).

L'auteur examine successivement le cas de l'arc entre charbons homogènes et à mèches, influence de l'intensité, du diamètre et de la distance des charbons, etc., les arcs à flamme, à magnétite, les arcs en vase clos, les arcs à électrodes métalliques. L'arc au mercure est étudié d'une façon particulièrement détaillée. Le chapitre se termine par un exposé des propriétés des divers arcs fonctionnant en courant alternatif.

Enfin viennent les applications techniques traitées sans détails oiseux : l'arc source de lumière et d'ultra-violet ; source de chaleur, four électrique, soudure électrique ; source d'oscillations de haute fréquence ; redresseur de courant. Causes d'accidents d'exploitation, commutation, flash, interrupteur.

Une abondante documentation bibliographique accompagne chaque chapitre.

Cet ouvrage rendra les plus grands services aux physiciens et aux techniciens.

P. Sève.

La radiotéléphonie. — **Toché** (**C.**) [1 vol., 24 × 18 cm², 95 p., Gauthier-Villars, Paris, 1922]. — Ouvrage élémentaire formant un exposé d'ensemble extrêmement clair de la radiotéléphonie moderne — C. Florisson.

The theory of spectra and atomic constitution. — **Bohr** (**N.**) [1 vol., 22 cm × 14 cm, 126 p., *Cambridge University Press*, 1922]. — Ce volume contient sous le nom d'essais trois conférences faites par Bohr à plusieurs années d'intervalle : la première à Copenhague en décembre 1913, la seconde à Berlin en avril 1920, la troisième à Copenhague en décembre 1921.

Le premier essai remonte aux premiers temps de la théorie atomique de Bohr; on y trouve un exposé très clair des principes aujourd'hui classiques de cette théorie et leur application à l'interprétation des raies de l'hydrogène et de la série de Pickering.

Le second essai intitulé « Sur les spectres de série des éléments » contient l'énoncé du principe de correspondance, la classification schématique des séries spectrales et l'interprétation des phénomènes d'absorption et de résonance. Puis, viennent l'étude des effets Stark et Zeeman faite au point de vue de la « correspondance » et des considérations sur la structure fine des raies de l'hydrogène et les séries complexes des autres éléments.

La troisième conférence « La structure de l'atome et les propriétés physiques et chimiques des éléments » débute par le rappel des résultats fondamentaux des travaux de Bohr et de Sommerfeld. Après avoir rappelé les idées de Kossel, Lewis et Langmuir, N. Bohr aborde la question de la formation des éléments par aggrégations successives d'électrons ; les nouvelles idées de N. Bohr à ce sujet récemment exposées dans *Nature* et dans *Zeitschrift für Physik* constituent un très sérieux progrès dans la détermination de la structure interne des atomes, quoique bien des points de détail demeurent encore obscurs.

L'essai se termine par une revue rapide des applications possibles des mêmes considérations aux phénomènes X et de la classification des spectres de Röntgen.

L'ouvrage montre d'une façon frappante le développement progressif des puissantes conceptions théoriques de N. Bohr dont le contenu est encore loin d'être épuisé; il sert de préface au magistral exposé d'ensemble dont le savant Danois vient de commencer la publication dans le *Zeitschrift für Physik*.— L. de Broglie.

Les rayons X. — **de Broglie (M.)** [1 vol., 25 cm × 15 cm, 164 p., *Journal de Physique*, Paris, 1922]. — Ce volume est le premier des conférences-rapports de documentation sur la physique. Il contient tout l'essentiel de nos connaissances sur les rayons X avec une bibliographie très complète. Cet ouvrage a le caractère d'un traité de documentation : trop complet pour être didactique, il n'est cependant pas un traité spécial car il laisse de côté les discussions secondaires pour lesquelles il renvoie aux traités originaux.

L'auteur résume d'abord les théories admises aujourd'hui au sujet de relations entre la théorie des quanta et la structure des atomes. Il consacre un chapitre à la diffusion des rayons X, un autre à leur absorption, puis passe à la spectroscopie des rayons α et des rayons β secondaires, des rayons X et γ. Il donne aussi la description des spectrographes à rayons X et décrit les sources les plus usuelles.

Ce livre intéresse les spécialistes des rayons X où tous auront quelque chose à apprendre. Mais il intéressera aussi tous les physiciens. — R. Fortrat.

Cours de chimie organique (3e édition). — **Swarts (F.)** [1 vol., 26 cm × 16 cm, 674 p., Maurice Lamertin, Bruxelles, 1921, 50 fr.]

Cours de chimie inorganique (3e édition). — **Swarts (F.)** [1 vol., 26 cm × 16 cm, 730 p., Maurice Lamertin, Bruxelles, 1922, 45 fr.].

Atomes et électrons. — Rapports et discussions du Conseil de Physique tenu à Bruxelles du 1 au 6 avril 1921 sous les auspices de l'Institut international de physique Solvay. — [1 vol., 25 cm × 16,5 cm, 271 p., Gauthier-Villars, Paris, 1923].

Le 3e congrès Solvay sur la physique s'est surtout, comme le précédent, préoccupé des questions relatives à la structure de l'atome.

M. Lorentz, dans son rapport sur la théorie des électrons, s'est principalement attaché à l'étude de la distribution de l'énergie et de la quantité de mouvement à l'intérieur et à l'extérieur de l'électron. Il montre qu'on pourrait, par des hypothèses d'ailleurs un peu artificielles, expliquer par la théorie classique l'absence de rayonnement des électrons intraatomiques. A noter dans la discussion, un échange de vues entre MM. Langevin et Lorentz sur la propagation de l'énergie dans le mouvement de l'électron et une remarque de M. Léon Brillouin sur la démonstration de la loi de Planck par la méthode d'Einstein.

M. Rutherford fait un exposé d'ensemble de nos connaissances sur la structure interne de l'atome et toutes les questions attenantes : diffusion des particules β, désintégration artificielle des éléments, isotopes etc... ; il résume quelques-uns des récents progrès qu'il a lui-même réalisés dans ce domaine. Intéressante discussion à laquelle prennent part un grand nombre de congressistes.

M. de Broglie expose les vérifications de la relation d'Einstein dans les phénomènes photoélectriques et, en particulier, les récentes expériences par lesquelles il a pu montrer que l'absorption des rayons X a généralement lieu par quanta entiers contrairement aux conclusions de Barkla. Dans une seconde partie, il étudie les phénomènes inverses de l'effet photoélectrique tels que l'émission de radiation par impact d'un électron contre la matière. Dans la discussion, M. Barkla soutient son ancienne manière de voir, assez difficile à accepter aujourd'hui, nous semble-t-il.

M. Millikan résume ses belles expériences sur l'effet photoélectrique de la lumière ultraviolette ; il semble bien que les électrons dits « libres » des métaux soient susceptibles d'absorber l'énergie incidente par quanta.

L'état actuel de la question du paramagnétisme aux basses températures et des supraconducteurs est résumée par M. Kamerlingh Onnes. A noter, dans les discussions, l'exposé de la théorie de M. Weiss et la note de M. Léon Brillouin sur la conductibilité des métaux où il donne une expression générale du rapport des conductibilités électriques et calorifiques contenant la loi de Wiedemann-Frantz comme cas particulier.

Après une courte communication de Sir W. H. Bragg sur la réflexion des rayons X par le diamant, le congrès entend un exposé de M. de Haas sur « le moment de la quantité de mouvement dans un corps magnétique ». Richardson et Einstein ont prévu théoriquement qu'une matière magnétique soumise à l'action d'un champ doit prendre un mouvement de rotation. Malgré les difficultés expérimentales, l'effet a pu être décelé ; il permet de mesurer la valeur du quotient $\frac{e}{m}$, mais en général les valeurs obtenues sont plus grandes (souvent le double) que la valeur classique. M. de Haas a repris la question par une ingénieuse méthode de résonance ; malgré l'habileté de l'expérimentateur, les résultats ne permettent pas encore de conclusions bien assurées. Discussion.

L'ouvrage se termine par un rapport de M. Bohr sur la théorie atomique, malheureusement inachevé, un exposé remarquable de clarté et de concision de M. Ehrenfest sur le principe de correspondance et une note de M. Millikan sur ses découvertes dans le spectre ultraviolet des éléments légers.

L. de Broglie.

Le Gérant : Maurice Blondin.

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

Série VI. — Tome IV. Juillet 1923 N° 7

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

VIII. — CHIMIE-PHYSIQUE

Photochimie. Photographie.

Lumière et chimie — Perrin (J.) [*Trans. Faraday Soc.*, 17 (1922), 546-572]. — Résumé de la nouvelle théorie des réactions chimiques, développée par l'auteur dans diverses publications. Partant de ce fait, que le raisonnement qui conduit à la loi d'action de masse, d'après la fréquence des chocs entre molécules d'espèce différente, est inapplicable aux transformations monomoléculaires, l'auteur attribue l'origine des réactions à une excitation des molécules par les radiations qu'elles reçoivent.

La variation de l'énergie interne du système est ainsi la différence de deux termes, correspondant respectivement aux rayons émis et absorbés, et cela au double point de vue intensité et fréquence.

Les molécules sont caractérisées à chaque instant par leurs « niveaux d'énergie » : ceux-ci correspondent en général à des états stables ; seules peuvent entrer en réaction les molécules qui atteignent un certain niveau d'énergie maximum, correspondant à l' « état critique », déjà envisagé par Marcelin du point de vue de la mécanique statistique. La lumière est émise ou absorbée pendant le passage de l'état stable à l'état critique ou inversement. On retrouve ainsi, sans restriction, la loi d'action de masse et on interprète la formule empirique d'Arrhénius, fixant le coefficient de température de la cinétique chimique.

L'auteur montre de plus que cette conception permet d'établir très simplement la formule du rayonnement de Planck et conduit enfin à la loi d'émission par quanta qui constitue le principe fondamental de Bohr. Il n'est toutefois nullement nécessaire d'admettre une discontinuité dans l'émission et l'absorption : la discontinuité n'interviendrait que par les différents niveaux d'énergie et les fréquences propres des oscillations internes. Les gains et pertes d'énergie peuvent se compenser par un « frémissement » particulier de la molécule, sans modification chimique, ce qui conduit à une explication de la transformation de l'énergie rayonnante absorbée en chaleur.

L'auteur cite à l'appui de sa théorie ses observations personnelles sur la fluorescence de certains dérivés organiques (fluorescéine, rhodamine) et discute ensuite un certain nombre d'objections et de critiques. Il termine en étendant cette théorie aux phénomènes de phosphorescence, de thermoluminescence et de radioactivité qui s'expliquent par un mécanisme analogue, appliqué cette fois aux atomes au lieu des molécules. — R. de Mallemann.

La théorie radiochimique et quelques-unes de ses applications. — **Mc Lewis** (W.-C.) [*Trans. Faraday Soc.*, 17 (1922), 573-595]. — Les phénomènes groupés sous le terme de « catalyse » sont généralement répartis en deux classes : *a*) les réactions dont le caractère catalytique est dû à l'intervention des ions ; *b*) les catalyses proprement dites.

La théorie radiochimique combinant l'idée d' « énergie critique » avec celle des quanta, introduit le terme exponentiel $e^{-\frac{E}{RT}}$ dans l'expression de la vitesse de réaction, E représentant l' « énergie d'activation » par mol. g. L'auteur a suggéré — et les expériences sur l'inversion du sucre et l'hydrolyse des éthers vérifient sensiblement son hypothèse — que les réactions du type *a*) ne modifiaient pas la valeur de E. Au contraire, les réactions du type *b*) déterminent d'importantes variations de E, comme le montrent, en particulier, les expériences de von Halban (décomposition du bromure de triéthylsulfine dans divers solvants). L'auteur ne nie d'ailleurs pas l'existence possible, dans ce dernier cas, de composés d'addition avec le solvant, mais ceux-ci ne sauraient donner une interprétation satisfaisante de la catalyse par dissolution. Il est d'ailleurs préférable de supprimer la distinction un peu artificielle que nous venons de rappeler, et de présenter le problème sous la forme suivante : « Il se forme en général des composés intermédiaires dont la nature et la stabilité (mesurée par E) varient avec la nature du solvant, étant déterminées par les propriétés électromagnétiques (fréquence des électrons de valence) du solvant et du corps dissous ».

L'auteur discute ensuite le cas de l'ozone : ce gaz est susceptible d'une décomposition thermique (unimoléculaire) et photochimique (bimoléculaire).

Les conséquences de la théorie semblent s'accorder assez bien avec la position des bandes d'absorption, déterminées expérimentalement dans l'infra-rouge et dans l'ultra-violet. De même, dans le cas précité des expériences de von Halban, des mesures faites au laboratoire de l'auteur ont révélé une bande infra-rouge, dont la position coïncide bien avec celle qui peut être calculée d'après les vitesses de réaction.

Le raisonnement de Planck appliqué à la loi d'action de masse conduit à la relation :

$$e^{-\frac{E}{RT}} = \frac{\text{Nombre de molécules « actives »}}{\text{Nombre total de molécules}} .$$

La substitution de la concentration « active » à la concentration totale permet seule d'expliquer certains résultats expérimentaux relatifs aux forces électromotrices de concentration et aux propriétés thermodynamiques des solutions.

Il faut admettre enfin que le déclenchement d'une réaction chimique nécessite, en général, l'absorption de plusieurs quanta ce qui paraît d'accord avec un certain nombre de mesures récentes. — R. de Mallemann.

Discussion de la communication de M. Perrin. — [*Trans. Faraday Soc.*, 17 (1922), 593-606]. — M. Lindemann discute le fait fondamental de la théorie de M. Perrin, qui est l'indépendance de la vitesse d'une réaction monomoléculaire et de la concentration. Nos connaissances sur ce sujet, à de faibles pressions, sont insuffisantes. Il suggère l'idée que les molécules se transforment, lorsque la force centrifuge de rotation dépasse une certaine valeur, mais que, même pour des rotations très rapides, le temps nécessaire à la transformation de la molécule dépasse celui qui est nécessaire au rétablissement de la distribution de Maxwell. Il y aurait ainsi une limite, au delà de laquelle la vitesse de réaction cesserait d'être indépen-

dante de la concentration. Ce cas pourrait, en particulier, se trouver réalisé dans des réactions lentes à basse pression, et constituerait une épreuve intéressante de la théorie.

M. Arrhénius se borne à souligner le grand intérêt de la théorie qui bute nécessairement sur de nombreuses difficultés, vu l'ampleur de son champ d'application.

M. Langmuir n'est pas convaincu de l'utilité d'une théorie photochimique. Celles qui ont été proposées dans ces dernières années, n'ont contribué d'aucune façon au progrès de nos connaissances sur les réactions chimiques. Les conséquences qu'on peut en déduire, sont généralement en complet désaccord avec les faits. Le véritable problème est d'expliquer les phénomènes chimiques, par essence discontinus, au moyen de la théorie des quanta.

M. Dhar communique un résumé de ses expériences sur la vitesse de réaction sous l'action de la lumière tropicale.

L'auteur a étudié environ 70 systèmes différents et sa conclusion générale est que la lumière accélère notablement les réactions chimiques : corrélativement elle abaisse le coefficient de température. Certaines expériences sur la décomposition de l'oxalate de K par l'iode, montrent une action maxima dans l'indigo, et minima dans le rouge, alors que les calculs de Perrin indiqueraient un maximum pour $\lambda = 0,8\ \mu$.

D'autre part l'auteur s'oppose à la conclusion de Lewis, suivant laquelle la vitesse d'inversion du sucre de canne, en présence de HCl, serait la même à la lumière solaire et dans l'obscurité. Ses expériences lui ont montré que le sucre de canne pouvait être complètement inverti à la température ordinaire, sous l'action du soleil des tropiques, même en l'absence d'acides.

Il termine en soulignant l'importance des arguments qui militent en faveur de la théorie photochimique, et demande qu'au lieu de la discréditer, on cherche au contraire à la consolider, au double point de vue théorique et expérimental.

M. Lewis s'élève contre la thèse de M. Langmuir et soutient que la seule existence des phénomène photochimiques, justifie la théorie de la « radiation ».

M. Lindemann est très intéressé par l'assertion de M. Lewis suivant laquelle une solution examinée en couche mince, à la lumière solaire, permettrait d'observer une vitesse de réaction 50 billions de fois supérieure à celles qu'on observe habituellement. Le sucre serait ainsi inverti d'une manière « explosive » par simple pulvérisation de la solution au moyen d'un arrosoir. Il espère que M. Lewis tentera l'expérience.

M. Perrin répond à ces différentes observations. La nécessité d'un catalyseur rappelée par M. Lowry s'étend aux réactions polymoléculaires. D'autre part il est impossible de soutenir que toute réaction chimique nécessite la présence d'un catalyseur. Il est d'accord avec M. Langmuir sur l'idée que toutes les réactions chimiques sont régies par la loi des quanta. Il considère la théorie photochimique comme un développement de cette idée.

La suggestion de M. Lindemann lui paraît très importante et il espère l'incorporer bientôt à sa théorie. — R. de Mallemann.

Contribution à la théorie des réactions induites. — Winther (C.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 566-571]. — L'auteur signale une nouvelle série de réactions induites :

1. En solution étendue, l'oxalate ferreux est rapidement oxydé par l'oxygène dissous. Si la solution contient en même temps de l'oxalate mercurique, celui-ci est transformé, même à l'obscurité, en sel mercureux et CO^2. Le facteur d'induc-

tion (quantité de sel mercurique transformée pour une molécule de sel ferreux oxydée) dépend de la concentration de O^2, de celle du sel ferreux ; il peut atteindre 3 à 4000 pour les faibles teneurs en O^2. L'hypothèse de la formation intermédiaire d'oxalate ferrique ne peut expliquer toutes les particularités de la réaction.

MnO^2 et l'oxalate manganique produisent également la transformation de l'oxalate mercurique.

2. Certaines préparations de ZnO peuvent agir comme catalyseurs photochimiques. ZnO irradié par l'ultraviolet à grande longueur d'onde transforme *l'oxygène en ozone* ; la forme active de ZnO redonne l'oxyde ordinaire à l'obscurité.

3. Certaines substances jouent le rôle d'auto-sensibilisateurs optiques : Ions I_3^- dans la réaction $HI + O^2$; ions S^{n-} dans la réaction $Na^2S + O^2$ etc...

4. Dans certains cas de sensibilisation des plaques photographiques, le sensibilisateur n'éprouve pas une transformation parallèle à celle du système sensibilisé.

Tous ces faits s'expliquent en admettant que le rayonnement absorbé est transformé, à l'inverse de ce qui a lieu dans la fluorescence, *en un rayonnement de longueur d'onde plus courte* et plus facilement absorbable. Malgré un grand nombre d'essais, l'auteur n'a pu réussir à le mettre directement en évidence.

E. Darmois.

Sur la photolyse de l'oxalate d'uranyle. — Baur (E.) [*Zeits. Phys. f. Chem.*, **100** (1922), 36-41]. — L'auteur étudie à nouveau la photolyse d'un mélange d'acide oxalique et de sulfate d'uranyle.

1° Contrairement à l'opinion de Seekamp, il n'y aurait formation que de quantités insignifiantes d'acide formique, cet acide ne pouvant subsister en présence de sel d'uranyle.

2° Il y a dégagement d'un mélange de CO^2 et CO avec excès du premier gaz. Cet excès dépend de la quantité de sulfate d'uranyle. Celui-ci participe à la réaction ; il est réduit petit à petit.

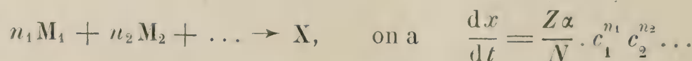
L'auteur cherche à mettre ces faits d'accord avec sa théorie de la photolyse fondée sur l'électrolyse [*Zeits. f. Elektroch.*, 25 (1919), 105].

E. Darmois.

Contributions à la cinétique photochimique. — Wegscheider (R.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **103** (1922), 273-306]. — I. La cinétique photochimique semble être envisagée à deux points de vue différents : 1°, conception de Winther-Nernst, d'après laquelle la vitesse de réaction est une fonction des masses réagissantes ; 2°, autre conception envisageant la transformation comme proportionnelle à la quantité de lumière absorbée (van t'Hoff).

L'auteur propose de bâtir la cinétique photochimique sur les mêmes bases que la cinétique des réactions ordinaires.

Pour une réaction



$$n_1 M_1 + n_2 M_2 + \ldots \rightarrow X, \qquad \text{on a} \qquad \frac{dx}{dt} = \frac{Z\alpha}{N} \cdot c_1^{n_1} c_2^{n_2} \ldots$$

où α est la proportion des chocs suivis de transformation. Pour les réactions photochimiques, on aura

$$k = \frac{Z\alpha}{N} = f(I);$$

1° Si la lumière est absorbée par M_1 qui prend part ensuite à la réaction, on

trouve que, dans le volume dv,

$$\frac{dx}{dt} \cdot dv = kc_1^{n_1 - 1} c_2^{n_2} \ldots dL,$$

où dL est la quantité de lumière absorbée.

L'ordre de la réaction semble diminué de 1 pour M_1 (résultat connu).

2° Si la lumière est absorbée par une substance M qui ne figure pas dans la réaction totale (sensibilisateur), on trouve au contraire que la vitesse est indépendante de la concentration de cette substance.

En développant ces idées, on trouve que la loi de van t'Hoff n'est exacte que si la transformation de M_1 en une forme M'_1 réactive détermine la vitesse; il faut négliger la transformation inverse, supposée spontanée; les autres processus de la réaction totale sont supposés instantanés. La loi sera inexacte pour la réaction totale si les molécules sensibles sont en gros excès par rapport à d'autres constituants. La loi d'Einstein se traduit par $k = \frac{1}{Nh\nu}$ c'est-à-dire particularise la fonction $f(I)$. Pour les réactions qui exigent du travail, elle donne au moins une limite supérieure de la vitesse de la réaction totale.

II. L'auteur intègre les équations différentielles de la cinétique photochimique dans les cas où la loi de van t'Hoff s'applique et en particulier dans les suivants :

1. Lumière monochromatique parallèle, milieu agité d'une façon constante pour supprimer les variations locales de concentration, absorption par un des constituants ou un sensibilisateur;

2. Mêmes conditions, absorption par deux constituants ou possibilité d'une réaction thermique concomitante. On trouve, par exemple, que si un sensibilisateur prend naissance dans la réaction et s'il suit la loi de van t'Hoff, la vitesse de réaction est constamment croissante; elle s'annule brusquement quand un des constituants disparaît.

3. Lumière complexe. L'effet résultant est en général inférieur à la somme de ceux qui seraient produits par chaque lumière composante; il est additif dans le cas où l'absorption est complète ou pour un sensibilisateur de concentration constante. Il peut être supérieur à la somme des effets individuels si un sensibilisateur prend naissance dans la réaction.

4. Deux groupements moléculaires sont sensibles à la lumière. La vitesse de réaction n'est pas proportionnelle au produit des quantités de lumière absorbées.

E. Darmois

Relation entre la vitesse de réaction et la concentration dans les processus photochimiques. — Volmer (M.) et Riggert (K.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 502-511]. — La vitesse de réaction dans les processus photochimiques primaires est donnée par

$$v = -\frac{dc}{dt} = \frac{kI_0}{d}(1 - e^{-\varepsilon Cd}); \qquad (1)$$

C, concentration; ε, coefficient d'extinction; I_0, intensité incidente; d, épaisseur de la couche traversée. Un essai de vérification a été tenté par Goldberg (1906); il a pu montrer que, dans le domaine de l'absorption totale, la vitesse était indépendante de la concentration pour les grandes valeurs de C.

Les auteurs reprennent cette vérification pour une transformation signalée par l'un d'eux : ionisation de l'anthracène en solution dans l'hexane par une radia-

tion de longueur d'onde comprise entre 0,19 et 0,20 μ (lampe à mercure en quartz).

Le courant de saturation est mesuré pour une série de concentrations allant de 2 à 250.10⁻⁵ mol. : l; il croît régulièrement de 2,6 à 17,8. 10⁻³ A (limite).

En admettant que ce courant mesure la vitesse de réaction, on a

$$\frac{kI_0}{d} = 17,8.$$

De plus l'interposition d'une cuve de solution sur le trajet de la lumière permet de mesurer par le phénomène lui-même le coefficient ε. On trouve ε = 0,084. On vérifie alors que la relation (1) représente très convenablement les résultats des mesures.

L'auteur se propose de reprendre ces recherches avec d'autres réactions pour lesquelles les radiations actives sont dans un domaine plus accessible.

E. Darmois.

Recherches sur la loi fondamentale de la photochimie. II. — Influence du refroidissement des matières colorantes sur l'absorption de la lumière. — **Lasareff** (P.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 266-270]. — On étudie comparativement l'absorption de matières colorantes à la température ordinaire et à celle de l'air liquide. Pour la cyanine et le pinacyanol dans le collodion, il y a modification du spectre : la bande de la cyanine se rétrécit ; une deuxième bande apparaît pour le pinacyanol.

Au contraire la cyanine solide possède le même coefficient d'absorption aux deux températures étudiées. — E. Darmois.

Application de la théorie des quanta à la sensibilisation photochimique. — **Bonhœffer** (K.-F.) [*Zeits. f. Phys.*, **13** (1922), 94-105]. — On dit qu'il y a sensibilisation photochimique lorsque, dans un mélange de gaz soumis à une irradiation, les molécules d'une espèce de gaz absorbent le rayonnement et cèdent ensuite l'énergie absorbée aux molécules d'autres gaz pour leur permettre d'effectuer entre elles une réaction chimique ; le gaz absorbant joue le rôle d'un catalyseur photochimique. L'équation photoélectrique d'Einstein permet de prévoir la vitesse de réaction en fonction du pouvoir absorbant du gaz sensibilisateur ; ces prévisions se vérifient-elles ?

L'auteur a étudié la sensibilisation par le chlore de la dissociation de l'ozone. Il se dissocie deux molécules par quantum absorbé, ce qui est conforme à la loi d'Einstein. Pour une absorption constante, la vitesse de dissociation reste indépendante de la concentration de l'ozone, même pour les très faibles valeurs de celle-ci ; il faut en conclure que la molécule de chlore est susceptible de conserver l'énergie absorbée par elle jusqu'à sa première rencontre avec les molécules O^3, la « durée de vie » de l'état excité devant alors être au moins de 10^{-7} seconde.

L'étude de la formation du chlorure de sulfuryle a également confirmé la relation d'Einstein ; mais il en est tout autrement de la dissociation de l'ozone sensibilisée par le brome. Dans ce dernier cas, pour un quantum absorbé, 31 molécules O^3 se brisent, ce qui est en contradiction avec la théorie photoélectrique.

Enfin, pour la réaction $CO + Cl^2 = COCl^2$, la vitesse est mille fois celle prévue par la théorie. L'interprétation de tous ces résultats reste donc assez incertaine.

L. de Broglie.

Contribution à la chimie physique de la vision colorée. — **Weigert (F.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 537-565]. — L'auteur a proposé il y a quelques mois une conception nouvelle des phénomènes de perception de la lumière et des couleurs. Elle est fondée sur des observations nouvelles relatives à l'action de la lumière sur les matières colorantes. Les recherches antérieures sur la vitesse de décoloration (Lasareff) n'avaient révélé aucune action spécifique des diverses longueurs d'onde. En opérant au contraire en lumière polarisée, l'auteur a découvert que le premier stade était une adaptation de la matière colorante à la lumière excitatrice avec production d'une sorte de dichroïsme (absorption légèrement différente des lumières polarisées dans deux plans rectangulaires). Ce n'est qu'au bout d'un temps d'éclairage suffisant que l'action non spécifique déjà connue se produit. L'adaptation initiale est d'autant plus nette que la couleur est plus diluée et plus claire. Ces résultats sont valables pour le collodion teinté par la cyanine et par divers colorants. Les mesures les plus précises ont été faites sur des couches sensibles de gélatino-chlorure préparées comme antérieurement [*Ann. der Phys.*, 63 (1920), 685]. Après quelque temps d'exposition à un rayonnement polarisé (excitateur), on mesure le dichroïsme pour le rouge, le jaune et le vert ; on l'exprime par $\log \frac{I_e}{I_m}$, où e et m désignent respectivement les vecteurs électrique et magnétique de l'onde. Il varie avec la couleur et il est maximum au début pour celle qui coïncide avec la lumière excitatrice. Il varie également avec le temps d'exposition.

Exemple : la lumière excitatrice étant rouge, le dichroïsme est d'abord maximum pour le rouge, puis pour le jaune, puis pour le vert.

Les résultats sont représentables par des graphiques sur le triangle des couleurs et l'auteur cherche à les appliquer à l'œil. La substance sensible serait le pourpre rétinien qu'il suppose exister à l'état très dilué *dans les cônes*. Il montre qu'on peut reproduire artificiellement : 1° la postimage ; 2° le changement de saturation qui s'effectue quand on fixe longtemps une couleur. La sensation de blanc correspondrait à l'effet non spécifique ; on en déduit une définition du blanc qui montre en particulier que cette sensation peut se produire d'une infinité de manières. — E. Darmois.

Etude photochimique. — XV. Problème de la vision. — **Plotnikow (J.)** [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, **22** (1923), 108-109]. — Discussion du rôle du pourpre rétinien dans la vision. La durée nécessaire à la perception de la lumière est environ 0,07 seconde, tandis que la destruction du pourpre rétinien demande quelques minutes. Cette constatation met en doute le rôle du pourpre rétinien et pose beaucoup de questions auxquelles il n'est pas répondu. — R. Fortrat.

Etude photochimique. — XVI. La loi photoélectrique ne s'applique pas aux phénomènes photoélectriques. — **Plotnikow (J.)** [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, **22** (1923), 110-116]. — La loi d'Einstein $h\nu = \frac{mV^2}{2}$ ne serait valable que dans des cas particuliers et fortuits. Les molécules absorberaient l'énergie par multiples de $h\nu$ mais passeraient alors à des états variables d'une molécule à l'autre. Seule la loi de Grotthuss-Van't Hoff donnerait des résultats exacts dans tous les cas. R. Fortrat.

Fluorescence et photochimie. — **Wood (R.-W.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 757-765]. — Perrin a montré le premier que la fluorescence est liée à une destruction de molécules. Si on étudie de plus près le phénomène, par exemple en concentrant

la lumière du soleil sur un corps fluorescent, on constate qu'il se produit d'abord un corps coloré non fluorescent, appelé par Wood photo-composé, lequel corps est ensuite décoloré. Le spectre d'absorption du photo-composé, diffère de celui du corps initial en ce que les bandes d'absorption s'étalent soit d'un côté, soit des deux côtés des bandes primitives. Sous l'action de la lumière, on voit les bandes d'absorption du photo-composé s'effacer peu à peu.

La rhodamine présente diverses particularités tenant à ce que le photo-composé est lui-même fluorescent.

Influence de la température sur la fluorescence. — Perrin avait affirmé que la fluorescence est indépendante de la température, comme la radioactivité. Toutefois la rhodamine — ou du moins certains échantillons — perd sa fluorescence à 100° C et la retrouve quand on refroidit la solution aqueuse.

Relation entre les intensités de la lumière incidente et de la fluorescence. — Knoblauch avait constaté que la proportionnalité de la fluorescence et de la lumière incidente avait lieu même en réduisant à $\frac{1}{6400}$ l'intensité primitive. Un montage très simple permet de voir que la relation subsiste pour des intensités de lumière atteignant 1400 fois celle du soleil.

Les molécules sont-elles fluorescentes seulement au moment de leur destruction? — Perrin avait remarqué que la fluorescence cesse si la concentration devient trop grande. Si donc en empêche la fluorescence de se produire, la décoloration du corps fluorescent ne doit pas avoir lieu. C'est bien ce que vérifie l'expérience. La fluorescence semble donc liée à la rupture des molécules. Toutefois si on expose à la lumière deux tubes contenant de la rhodamine, l'un à 100°, l'autre à la température ordinaire, on constate que celui chauffé n'est que peu fluorescent.

Or, au bout d'une demi-heure d'exposition, les deux tubes paraissent également décolorés, ce qui semble en contradiction avec l'expérience précédente.

Intensité de la lumière incidente. — On notera enfin que la décoloration n'est pas uniquement fonction de la quantité totale de lumière reçue, mais de la répartition de cette lumière dans le temps; une lumière intense agissant peu de temps produit une décoloration plus marquée qu'une lumière moins intense agissant proportionnellement plus longtemps.

Des expériences plus approfondies sont en cours. — A. Foch.

Influence de la température sur les phénomènes photochimiques. — **Plotnikow** (J.) [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, 20 (1921), 125-139] [1]. — L'auteur classe les réactions photochimiques d'après la valeur de leur coefficient de température défini, comme l'on sait, par le rapport $c = \frac{V_{t+10}}{V_t}$ des vitesses de réaction aux températures t et $t + 10°$. — G. Hache.

Sur la luminescence et la thermochimie des composés organomagnésiens. — **Lifschitz** (J.) et **Kalberer** (O.-E). [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 102 (1922), 393-415]. — Les idées sur l'émission de lumière au cours de certaines transformations chimiques sont encore peu précises. Il semble qu'il n'y ait jamais émission de lumière dans les réactions entre substances hétéropolaires (ions). Une série de travaux récents (Haber et Zisch, Frank, etc...) tendent à montrer que la lumière est émise par les molécules non réagissantes. Les auteurs ont étudié au point de vue de la luminescence les dérivés organo-magnésiens de Grignard.

[1] D'après *Rev. Fr. Phot.* (*suppl.*) 1 (1921).

I. Des recherches antérieures ont signalé que, en présence de l'air ou de l'oxygène, étaient seuls luminescents les dérivés aromatiques. Les auteurs montrent qu'il faut distinguer entre les dérivés purs et leurs solutions éthérées. Les dérivés purs sont *tous* luminescents; la lumière émise est verte, à spectre continu. La luminescence a lieu également en présence de N^2O ; par contre CO^2, $CH^3CO\ Cl$, H^2O, qui réagissent énergiquement sur les magnésiens, ne donnent aucune luminescence. Wedekind a signalé (1906) que la chloropicrine donne avec C^6H^5MgBr une très belle luminescence ; elle n'a lieu que pour une solution diluée (0,2 à 0,5 pour 100). Il apparaît déjà que la luminescence n'est pas liée à l'intensité de la réaction.

II. Des déterminations calorimétriques sont effectuées sur toutes ces réactions; 1 g de Mg est traité dans des conditions telles que l'élévation de température soit à peu près de 1°C. On détermine :

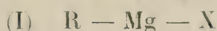
1° La chaleur de formation dans l'éther. Ce sont les deux premières molécules d'éther qui réagissent.

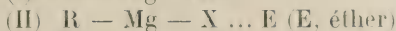
2° La chaleur d'oxydation.

3° La chaleur de décomposition par l'eau, avant et après oxydation. Les dégagements de chaleur sont en moyenne de 10 à 15 pour 100 plus élevés pour la série aromatique.

III. On doit conclure que la valeur absolue du dégagement de chaleur ne détermine pas la luminescence. Exemple : la décomposition par l'eau dégage souvent autant de chaleur, quelquefois plus, que l'oxydation; elle n'a jamais lieu avec émission de lumière.

Les auteurs attribuent au contraire de l'importance à la formation de composés d'addition avec l'éther. En série aromatique, la chaleur de fixation de la 2e molécule d'éther est beaucoup plus petite que la première. On aurait ainsi en présence les 3 corps :


(I) R — Mg — X


(II) R — Mg — X ... E (E, éther)


(III) R — Mg — X ... E^2

les corps (I) seraient luminescents. Dans les solutions éthérées, ils sont en quantité faible, surtout pour la série grasse. La luminescence serait ainsi attribuée à des corps dont la valence de coordination est incomplètement saturée. — E. Darmois.

Contribution à l'étude des actinomètres chimiques. — **Benrath (A.), Hess (E.) et Obladen (A.)** [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, **22** (1922), 47-64]. — Comparaison au point de vue de l'étude de la lumière solaire des actinomètres de Sebelien [$HgCl^2 + C^2O^4(NH^4)^2$, pesée de HgCl], de Freer et Gibbs (acide oxalique et sel d'uranyle, titrage de l'acide oxalique) et de Benrath ($FeCl^3$ et alcool, colorimétrie). Les deux derniers donnent des résultats comparables, mais on ne peut employer le premier que dans des conditions très particulières. L'addition d'un électrolyte ralentit la réduction des sels ferriques et celle de l'acide oxalique, il est vraisemblable que ces deux réactions photochimiques sont des réactions d'ions. — P. Job.

Sur l'action de la lumière sur le sulfure de zinc. — **Lenard (P.)** [*Ann. der Phys.*, **68** (1922), 553-573]. — L'auteur étudie le noircissement de sulfure de zinc sous l'action de la lumière, et cherche surtout à montrer que ce phénomène n'est pas lié à la phosphorescence. Ses conclusions s'opposent donc à celles des physiciens américains Millikan et Loeb, qui ont cherché à établir un lien entre les deux phénomènes.

Le noircissement ne peut avoir lieu qu'en présence d'eau, et ne se produit pas en présence des oxydants, en particulier de l'ozone. Il est produit par les radiations de longueur d'onde inférieures à 3 340 Å, tandis que la phosphorescence présente ses premiers maxima pour des longueurs d'onde excitatrices plus grandes, 4 300 et 3 600 Å. L'addition au sulfure de zinc de métaux différents, Cu, Mn, Ag, Bi, qui modifie notablement la répartition spectrale des lumières excitatrices de la phosphorescence, ne modifie pas la répartition spectrale de la lumière noircissante. Le phénomène du noircissement est aussi présenté par du sulfure de zinc pur, non phosphorescent.

Lenard admet que le phénomène est dû à une réduction des particules de ZnS, analogue à la réduction photographique de AgBr; les centres qui la subissent sont probablement des complexes de molécules, car le noircissement n'a lieu que si le sulfure a été préalablement chauffé. L'observation microscopique montre que la couche noircie est extrêmement mince. Le sulfure noirci peut être décoloré par les oxydants — O^3, H^2O^2, Cl^2 — et les mesures photoélectriques montrent qu'il reprend alors intégralement son pouvoir phosphorescent : il faut admettre que l'action des oxydants ne transforme pas le zinc réduit en ZnO ou $ZnCl^2$, mais que c'est une action catalytique favorisant le rétablissement des liaisons rompues par la lumière.

G. Bruhat.

Etude spectrographique du dévirage du platinocyanure de baryum dans l'effet Villard. — **Zimmern** (**A.**) **et Salles** (**E.**) [*C. R.*, **174** (1922), 80]. — Les écrans au platinocyanure de baryum qui ont été brunis par les rayons X (effet Villard) peuvent reprendre leur état primitif par l'exposition à la lumière. Les auteurs ont recherché quelles étaient les radiations du spectre qui produisent cette régénération : ces radiations semblent se répartir en quatre bandes principales situées respectivement dans l'infrarouge, dans le vert-jaune, dans le bleu et dans l'ultraviolet. — A. Blanc.

L'absorption de la lumière par le chlore. — **Halban** (**H. von**) **et Siedentopf** (**K.**) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **103** (1922), 71-90]. — Les auteurs ont décrit antérieurement [*Ibid.*, **100** (1922), 208] un dispositif basé sur l'emploi de 2 cellules photoélectriques et permettant des comparaisons d'intensités lumineuses. Ce dispositif est appliqué à l'étude de l'absorption du chlore.

Le domaine spectral étudié s'étend de 2540 à 6430 Å ; on y fait des mesures : 1°, pour 19 raies de Hg, Cd, Zn ; 2°, de 3830 à 4510 Å pour 12 longueurs d'onde fournies par une lampe demi-watt et un monochromateur.

Des essais préliminaires montrent que toutes les graisses à robinet sont attaquées par le chlore ; l'appareil est entièrement soudé, les glaces des tubes collées à l'arcanson; les tubes sont disposés sur la même capacité remplie avec les précautions d'usage de chlore pur et sec. On soude au chalumeau après remplissage. On détermine, les mesures faites, la quantité de chlore par dosage à l'aide de K I.

1° Le chlore industriel donne les mêmes résultats que le chlore préparé par HCl et MnO^2.

2° Le coefficient d'extinction moléculaire est constant; la loi de Beer s'applique dans le domaine de pression utilisé. Ex : $\lambda = 4360$ Å, $\varepsilon = 1{,}636$ ($\pm$ 0,02), $\log \frac{I_0}{I}$ variant de 0,3202 à 1,0071.

3° Un maximum d'absorption existe dans l'ultraviolet (3340 Å environ); un

minimum, à préciser, est probable dans le jaune. Les mesures dans l'ultraviolet confirment celles de Baly [*Journ. Chem. Soc.*, 1921]. D'après Miss Laird [*Astroph. Journ.*, 1901], on pourrait résoudre en raies la partie comprise entre 4800 et 5350 Å ; le monochromateur des auteurs était trop peu dispersif pour leur permettre de tenir compte de ce fait. Ils affirment qu'entre 4200 et 4400 Å, il n'y a aucune singularité de l'absorption, contrairement aux résultats de Traütz et Stäckel [*Zeits. f. Anorg. Chem.*, 1922]. D'après ces auteurs, la chaleur de dissociation du chlore serait 70 cal, correspondant à un quantum de la longueur d'onde 4000 Å environ ; il n'y a aucune bande correspondant à cette longueur d'onde.

4° Le chlore humide et le chlore sec ne montrent aucune différence appréciable dans leur absorption. — E. Darmois.

Excitation des spectres de gaz par réactions chimiques. — **Haber (F.) et Zisch (W.)** [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 302-326]. — La combustion dans le chlore de la vapeur de sodium diluée dans l'azote fournit une flamme dont la température peut être rendue assez basse pour que le rayonnement thermique visible soit inexistant. La luminosité d'une telle flamme est hors de proportion avec l'énergie due à la chaleur de réaction. Ce fait s'explique si l'on admet que la réaction d'un atome normal A avec un atome normal B fournit adiabatiquement une particule A B, dite particule primaire, d'énergie supérieure à celle de la molécule A B. Cette particule primaire perd ultérieurement son énergie par chocs avec d'autres atomes. De sorte qu'une réaction telle que la combustion du sodium dans le chlore met en jeu simultanément des phénomènes tels que ceux-ci : excitation des atomes Na par chocs mutuels ou absorption de lumière ; retour des atomes excités à leur configuration stable avec ou sans rayonnement par chocs de 1e et de 2e espèce ; formation directe des molécules NaCl à partir d'atomes ionisés ; formation de particules primaires $NaCl^2$; destruction de ces particules primaires par chocs sur un atome donnant d'une part la molécule NaCl d'autre part un atome à plus grande vitesse ou un atome excité.

Dans le cas de la vapeur de sodium, la comparaison de l'énergie chimique (77 cal.) et du quantum des raies D (49 calories par molécule-gramme) permet de comprendre l'entrée en jeu des particules primaires dont l'énergie utilisable dépasse l'énergie d'excitation de la vapeur de sodium. Dans le cas de la vapeur de mercure diluée dans d'azote et brûlant dans le chlore, l'excitation du spectre de résonance 2536 Å (111 cal.) dépasse la chaleur de réaction (53 cal.). De fait, on n'observe pas le spectre de résonance, mais des bandes allant de 3000 à 5950 Å Pour comprendre ce phénomène, on imagine que la zone de réaction est très mince, de sorte que les particules primaires y ont une forte densité ; les chocs de ces particules entre elles deviennent nombreux ; l'une fournit à l'autre l'énergie qu'elle perd, ce qui permet l'émission de plus de 53 cal.

Les phénomènes d'émission électronique par les flammes suggèrent des considérations analogues. — M. Courtines.

Contribution à l'étude de la stabilité des poudres à la nitrocellulose. — **Fric** [*C. R.*, **173** (1921), 82]. — Les mesures de viscosité des solutions dans l'acétone, qui permettent de suivre, de façon très sensible, les modifications subies par les poudres à la nitrocellulose, sous l'influence de la chaleur, constituent aussi un bon procédé de contrôle des altérations par la lumière ultraviolette.

J. Villey.

Photochimie des composés du plomb. — Renz (C.) [*Zeits. f. Anorg. Chem.*, **116** (1921), 62-70] (1). — Du chlorure de plomb, exposé longtemps à une lumière intense, noircit, la sensibilité dépendant du mode de préparation ; il se forme ainsi un protochlorure non décomposé par l'acide nitrique. — G. Hache.

Réduction photochimique des sels de titane. — Benrath (A.) et Obladen (A.) [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, 22 (1922), 65-72]. — $TiCl^4$ et $C^6H^5\,CHOH\,CO^2H$. La réaction se produit sous l'action de la lumière bleue ; sa vitesse est celle d'une réaction bimoléculaire, cette vitesse est multipliée par 2,21 quand la température s'élève de 10°C. Il est donc vraisemblable que cette réaction n'est pas purement photochimique. L'addition de HCl ou de chlorures ralentit la réduction du sel titanique. — P. Job.

Sur la transformation d'énergie dans l'assimilation de l'acide carbonique. — Warburg (O.) et Negelein (E.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 235-266]. — Le travail a pour but de déterminer l'énergie chimique U qui apparaît dans l'absorption d'une quantité E d'énergie rayonnante. La réaction est



$$6CO^2 + 6H^2O = C^6H^{12}O^6 + 6O^2 - 674\,000 \text{ cal.}$$

U varie avec E, $\frac{U}{E}$ tend vers une limite quand E tend vers zéro. E est mesurée au bolomètre, U déduite de la quantité d'oxygène dégagée. Le processus d'assimilation est spécifique ; l'énergie absorbée ne pouvant servir qu'à la réduction de CO^2. Toutefois la cellule irradiée donne un peu plus d'oxygène qu'elle n'emprunte de CO^2 au milieu extérieur (10 pour 9 dans les expériences des auteurs) ; on explique ce fait par une fabrication de CO^2 dans la cellule.

La plante utilisée est une algue monocellulaire (Chorella vulgaris) ; on l'éclaire par le rayonnement d'une lampe de 75 watts filtré à travers des cuves : 1° d'eau courante ; 2° de $FeSO^4$ (20 pour 100 ; 2 cm) ; 3° de SO^4Cu (12 pour 100 ; 1 cm) ; 4° de tartrazine et rose bengale (chacune 0,02 pour 100 ; 1 cm). On isole ainsi une région orangée-jaune : 6 450 à 5 700 Å ; la chlorophylle absorbe seule dans ce domaine. Le rayonnement est renvoyé verticalement sur le fond du vase qui contient la suspension d'algues dans une solution de culture :

$MgSO^4$	0,02 mol. : l.
KNO^3	0,025
KH^2PO^4	0,018
$FeSO^4$	0,00005

On s'arrange de façon à avoir une absorption totale. Le bolomètre est placé au même niveau que la face d'entrée du vase à algues, dans le même thermostat à 10° C. On s'arrange de façon que l'assimilation ne soit pas trop faible vis à vis de la respiration (phénomène inverse). Celle-ci est étudiée à l'obscurité ; on admet qu'elle reste la même à la lumière ; c'est sensiblement exact si les périodes d'éclairement et d'obscurité se suivent à intervalles assez courts (5 à 10 minutes).

La mesure de l'oxygène dégagé s'effectue avec le manomètre différentiel de Barcroft : liquide manométrique, acide isobutylacétique. Une formule basée sur diverses hypothèses donne l'oxygène dégagé, c'est-à-dire U en fonction de la dénivellation du manomètre. Les dénivellations sont de l'ordre de 10 à 15 mm pour un dégagement de 20 à 30 cm^3 d'oxygène en 5 minutes.

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (*suppl.*) **1** (1921).

Intensité de l'éclairement, 0,2 à 0,4 cal : sec : cm²; surface éclairée, 14 cm². 2000 mesures ont été faites. La moyenne de $\frac{dU}{dE_{E=0}}$ est 71 pour 100, soit un rendement extrêmement élevé.

L'assimilation s'effectue probablement à la surface de l'organe (chromatophore) qui contient les colorants de la cellule. Le quotient $\frac{U}{E}$ subit des variations nettes suivant l'état de celle-ci (plantes élevées au jour ou à la lumière atténuée). Des détails sont donnés sur la culture des algues qui donnent le rendement le plus élevé.

L'application des idées sur les quanta indique que la molécule de CO^2 doit échanger de l'énergie avec au moins 3 molécules de chlorophylle ($Nh\nu = 49\,000$ cal. pour la lumière utilisée, réduction de CO^2, 112 300 cal.)

Des indications sont données sur le mode probable d'utilisation de l'énergie absorbée. — E. Darmois.

Phothosynthèse. — **Baly (E.-C.-C.)** [*Nat.*, **109** (1922), 344-346]. — Ce très intéressant article résume l'ensemble des travaux récemment effectués au laboratoire de l'auteur sur la question des synthèses photochimiques. Après avoir esquissé à grandes lignes le mécanisme par lequel la lumière intervient dans les réactions chimiques, l'auteur examine en détails les réactions photochimiques ayant un intérêt biologique, par le rôle qu'elles jouent dans le phénomène de l'assimilation chlorophyllienne.

L'auteur montre que la synthèse de l'aldéhyde formique, avec dégagement d'oxygène, à partir du gaz carbonique et de l'eau, qui est provoquée *in vitro* par des rayons ultra-violets de courte longueur d'onde (de l'ordre de 2000 Å), est rendue possible dans les feuilles des plantes, sous l'action des rayons visibles, par l'existence de la chlorophylle, substance basique absorbant dans le visible, et qui forme avec l'acide carbonique un complexe permettant le report de l'énergie lumineuse (visible) absorbée, sur la molécule d'acide carbonique pour produire de la formaldéhyde. Il désigne du terme de photocatalyseurs les matières colorantes capables d'agir par ce mécanisme.

Il étudie ensuite la polymérisation ultérieure de la formaldéhyde qui donne lieu à des sucres divers (des hexoses), la réaction de la même substance sur les nitrites ou sur l'ammoniaque dont résulte la formation des composés azotés que l'on observe dans les végétaux. — L. Brüninghaus.

Photosynthèse. — [*Nat.*, **110** (1922), 856-857]. — Cette note est un résumé de la discussion sur la synthèse chlorophylienne, établie entre les sections de chimie et de botanique pendant la réunion de la Britsh Association à Hull.

L. Brüninghaus.

La photopolymérisation du chlorure de vinyle et le problème du caoutchouc. — **Plotnikow (S.)** [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, **21** (1921), 117]. — Le chlorure de vinyle $CH^2 = CHCl$, dissous dans l'alcool méthylique ou dans l'alcool éthylique (qui semblent les solvants les plus favorables), et soumis à une lumière ultraviolette de longueur d'onde assez courte, se polymérise en une poudre blanche $(CH^2 = CHCl)^{16}$. Le CCl^4 accélère la réaction.

On transforme cette poudre en une sorte de caoutchouc par dissolution dans un liquide comme CS^2 ou CCl^4, puis évaporation du solvant. Malheureusement ce

caoutchouc perd peu à peu son élasticité et il n'a pas encore été possible de le stabiliser.

Le coefficient de température de la réaction photochimique est 1,03. Elle s'obtient avec une lampe à mercure à enveloppe de quartz, mais n'a pas lieu au soleil. Toutefois les sels de Mn, Co, Ni, Cu, V et ceux d'uranium sensibilisent la solution à la lumière visible. L'on peut alors produire le polymère au soleil en grandes quantités. — R. Levaillant.

Absorption de la lumière par le soufre à différentes températures. — **Fukuda** (M.) [*Chem. News.*, **125** (1922), 209-211]. — La bande d'absorption du S s'étend de l'ultraviolet à une longueur d'onde de plus en plus longue quand la température s'élève (0C° : 4 080 Å ; 300° C : 4 730 Å) ; il n'y a pas trace de discontinuité au voisinage de 160° C ($S_6 \rightleftarrows S_{18}$). La limite de la bande d'absorption du S plastique dépend de son traitement antérieur, il est probable que le S mou est formé d'un mélange complexe de S^6 et S^{18}. — P. Job.

Réduction du persulfate. — **Sheppard** (S.-E.) [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 407-408]. — L'auteur a déterminé pour toute une série de concentrations d'acide ou d'autres conducteurs, l'accélération de la réduction du persulfate par les sels de fer et ceux d'argent. Il donne une explication du rôle catalytique des ions ferriques et argent. Ce travail a été exécuté au laboratoire de la Cie Kodak.

Ed. Salles.

Sur l'absorption et la dispersion du rayonnement. — **Weigert** (F.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **101** (1922), 414-444]. — Dans une série de publications antérieures, l'auteur a étudié un nouveau phénomène consistant en une modification durable de certains systèmes sensibles à l'action de la lumière (photochlorure dans la gélatine, cyanine dans le collodion). Ce qui caractérise ce nouvel effet, c'est l'adaptation du milieu à la fréquence et à la direction de polarisation de la lumière. Le présent mémoire est un essai d'explication ; le schéma proposé se trouve en même temps applicable à un grand nombre d'autres propriétés de la lumière.

On suppose essentiellement que la couche sensible contient deux substances différentes : l'une (A) fournissant des électrons sous l'influence du rayonnement, l'autre (B) captant ces électrons. L'électron partant de (A) suit un chemin déterminé par la direction de polarisation (vecteur électrique) ; il est capté par (B) à condition que celui-ci soit à une distance convenable de (A) en grandeur et en direction, d'où une adaptation possible pour toutes les couleurs si les particules de (A) et (B) sont distribuées au hasard.

Le nombre des (A) étant constant, si celui des (B) augmente, le maximum d'absorption se déplace vers le rouge ; il va vers le violet dans le cas contraire. Des mesures spectrophotométriques permettent donc d'assigner aux (A) et (B) leur rôle. Par exemple : dans les photochlorures les (A) sont les atomes d'argent, les (B) les sels d'argent résiduels, la gélatine ; dans les collodions teintés, (A) est la matière colorante, (B) la nitrocellulose ou l'oxygène. Le schéma donne une explication de la sensibilisation d'une émulsion photographique.

On prévoit que, d'une façon générale, la loi de Beer doit être inexacte pour les matières colorantes, l'absorption n'étant pas constante.

L'électron sort de (A) avec un excès de vitesse donné par la relation $\frac{1}{2} mv^2 = h\nu$; dans le cas général, il n'est pas capté par (B), mais retourne à (A). Au départ, il y a absorption d'un quantum à la fréquence ν ; au retour, un rayon-

nement de la même fréquence est émis, avec un retard qui dépend de la course de l'électron et qui est d'autant plus grand que la fréquence est plus grande. La vitesse de l'onde lumineuse semble diminuée, d'où une explication de la dispersion normale. En supposant que l'électron ne sort qu'aux endroits où la force magnétique est maxima, on arrive à démontrer la formule de Gladstone pour les gaz.

Si le temps d'excursion est une demi-période, la lumière émise de nouveau est exactement en discordance avec la lumière reçue, d'où une bande d'absorption. De même si le temps augmente encore légèrement, la lumière semble émise un peu avant l'extinction de l'onde excitatrice, d'où une vitesse semblant supérieure à celle de la lumière dans le vide (dispersion anomale). L'auteur traite également la double réfraction, la rotation du plan de polarisation, etc.

Ces considérations simples offrent donc une explication au moins qualitative d'un certain nombre de phénomènes. — E. Darmois.

Contribution à la théorie des transformations du rayonnement. I. Le mécanisme général des processus photochimiques. — Weigert (F.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 416-437]. — La loi d'Einstein spécifie que, pour le processus photochimique élémentaire, un quantum d'énergie $h\nu$ est emprunté à la radiation excitatrice. E. Warburg a donné à la loi la forme (1) $p = \frac{\lambda}{28\,370}$ mol. : cal.; p désigne le rendement théorique de la réaction. La vitesse théorique de réaction est (2) $v = \frac{\lambda}{28\,370} \cdot \frac{dE}{dt}$ où E est l'énergie absorbée pendant le temps t. Jusqu'ici, on a presque toujours supposé que l'absorption du rayonnement avait lieu, comme dans l'atome de Bohr, dans des molécules isolées dont le niveau d'énergie croissait. Le passage d'un électron à une orbite d'ordre plus élevé est ainsi le phénomène primaire. L'auteur signale les difficultés que ce point de vue laisse subsister dans les transformations photochimiques : non-vérification de la loi sauf dans des cas limites, absence d'une longueur d'onde nette où la réaction commence, etc. Warburg a essayé de sortir de ces difficultés par des hypothèses nouvelles. Il va jusqu'à imaginer une modification formelle de la loi d'Einstein : (3) $p = \frac{\lambda}{28\,370} f(\lambda, P)$ où le deuxième facteur serait nul pour les grandes longueurs d'onde. On a aussi supposé très généralement que la loi s'appliquait au processus primaire et que son application était compliquée par des réactions secondaires. Winther et Bodenstein ont essayé d'interpréter dans ce sens un nombre considérable de mesures anciennes.

L'auteur renonce à cette manière de voir et revient sur l'hypothèse déjà envisagée dans un précédent mémoire [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **101** (1922), 414] l'absorption a lieu dans un système de deux groupements moléculaires (ou deux molécules). L'un (A) perdrait un électron sous l'influence du rayonnement ; l'autre (B) le recevrait. Les deux groupements ioniques A + et B − ainsi engendrés peuvent être stables ou instables ; ils peuvent donner lieu aussi à des réactions ultérieures. Il n'y a plus à proprement parler une substance sensible à la lumière, mais un système de deux substances. Toutefois, en tenant compte de ce que l'électron est fourni par A, on peut envisager que c'est A qui est sensible. Winther a été amené ainsi à supposer que, dans les réductions, c'est le réducteur qui joue le rôle (A). L'hypothèse actuelle est plus générale ; elle explique que (A) puisse être dans certains cas le chlore, corps oxydant.

La répartition spectrale des (A) et (B) détermine le spectre d'absorption et par

conséquent le spectre de sensibilité de la réaction. D'après la formule (2), la sensibilité devait suivre la répartition de l'énergie dans le spectre étudié $\left(\frac{dE}{dt}\right)$, avec déplacement du maximum de sensibilité vers les grandes longueurs d'onde (facteur λ). L'auteur signale les cas, assez fréquents, où un tel déplacement a pu être constaté.

Le phénomène primaire : formation de deux ions + et —, est qualitativement le même pour toute longueur d'onde ; mais il exige, suivant la distance de A et B, des quantités d'énergie $h\nu$ différentes. Si A et B sont très rapprochés, $h\nu$ peut même descendre au-dessous de l'énergie qu'on pourrait calculer à partir du dégagement de chaleur correspondant au phénomène élémentaire. Avec l'explication ancienne, on voyait difficilement pourquoi une même molécule pouvait prendre, dans les différentes régions d'une large bande d'absorption, des quanta différents pour effectuer la même transformation chimique, ce qui avait conduit à diviser l'énergie absorbée en chimique et thermique. D'après la nouvelle théorie « dualistique », chaque ensemble (A, B) absorbe le quantum pour lequel il est accordé. L'absorption d'un système pour une fréquence donnée et une direction de polarisation déterminée est proportionnelle à la probabilité de bonne orientation de A et B, ce qui conduit à une modification de la loi de Beer. L'énergie absorbée par (A, B) est utilisée chimiquement si l'ion B peut subir une transformation ultérieure. Généralement il y aura formation d'ions B stables et instables. Le nombre de ces derniers ira constamment en diminuant, ce qui expliquerait la diminution du rendement de la réaction photochimique quand on augmente la durée d'éclairement, phénomène surtout sensible dans les systèmes solides. — E. Darmois.

Sur la propagation spatiale des réactions photochimiques dans les gelées. — **Benrath** (A.) et **Schaffganz** (K.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **103** (1922), 139-154]. — Dans l'étude des liquides, une agitation constante permet d'égaliser à chaque instant les concentrations. Pour réaliser des conditions semblables à celles qui existent dans les tissus animaux et végétaux, il est plutôt indiqué d'immobiliser la substance sensible à la lumière dans une gelée. Les auteurs étudient quelques cas de ce genre et éprouvent la validité d'une formule due à Plotnikow [*Allg. Photochem.*, (1920)] : $p = K\frac{I_0}{c}.t$; I_0, intensité incidente ; c, concentration de la substance sensible ; p, distance atteinte par la réaction au bout du temps t.

I. *Essais sur* $FeCl^3$. — Le mélange chlorure ferrique — acide tartrique se décolore à la lumière ; on le malaxe avec de la silice gélatineuse. On étudie la marche de la décoloration en éclairant avec une lampe à mercure en quartz le gel placé dans un vase de verre.

a) Pour une concentration donnée de $FeCl^3$, la décoloration progresse d'abord vite ; elle atteint ensuite une vitesse faible constante. Le fait s'explique par la complexité de la lumière éclairante ; les premiers millimètres du gel absorbent les rayons les plus réfrangibles. En admettant la loi de Lambert, on peut calculer la distance atteinte au temps t; les valeurs calculées concordent convenablement avec les valeurs mesurées.

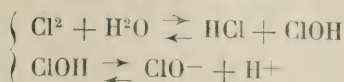
b) La distance atteinte est inversement proportionnelle à la concentration de $FeCl^3$.

II. *Essais sur l'eau de chlore.* — On sature de chlore gazeux le gel de silice ; après éclairage, on coupe le gel en deux longitudinalement et on verse sur la section de l'empois d'amidon ioduré ; on trouve *deux* lignes de séparation déterminant trois

régions : 1. incolore (Cl disparu) ; 2. bleu clair à l'abscisse x_1 ; 3. bleu foncé (Cl) à l'abscisse x_2.

La zone bleu clair s'élargit avec le temps.

Les auteurs expliquent ces faits en admettant que les 2 équilibres



$$\begin{cases} Cl^2 + H^2O \rightleftarrows HCl + ClOH \\ ClOH \rightleftarrows ClO^- + H^+ \end{cases}$$

sont détruits par la réaction photochimique



$$2\,ClO^- = 2\,Cl^- + O^2 \text{ (irréversible).}$$

Plusieurs vérifications sont tentées : *a*) les électrolytes (HCl, H^2SO^4, les sulfates) retardent considérablement la disparition du chlore en empêchant la formation de ClO^-. *b*) $ClOH$ est décomposé par la lumière en HCl et O^2 ; la quantité décomposée est presque proportionnelle au temps (action retardatrice de HCl).

La zone bleu clair contient $ClOH$. On mesure ainsi, non la vitesse de la réaction photochimique totale $2Cl^2 + 2H^2O = 4HCl + O^2$, mais celle d'hydrolyse du chlore.

III. — Quelques indications sont données sur l'absorption des rayons ultraviolets par divers milieux végétaux et animaux. — E. Darmois.

Application de la théorie des quanta à la plaque photographique sèche (¹). — **Eggert** (J.) et **Noddack** (W.) [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 673-674]. — L'auteur tente, dans le cas des solides, une vérification de la loi d'équivalence photochimique d'Einstein en faisant agir la lumière sur le bromure d'argent de la plaque photographique. La loi d'équivalence exige que le nombre N des molécules transformées par action photochimique soit égal à la somme des quanta de fréquence ν absorbés. Soit E l'énergie absorbée,

$$N = \frac{E}{h\nu} \qquad (AgBr + h\nu = Ag + Br).$$

A chaque quantum absorbé doit correspondre un atome d'argent.

La lumière utilisée est la radiation 4078 Å de l'arc au mercure ($\nu = 7{,}35.10^{14}$). L'énergie rayonnée est mesurée avec la pile thermoélectrique de Rubens ; la masse d'argent (0,1 à 0,5 mg : cm²) est déterminée par titrage et donne N.

Le rapport du nombre Q des quanta envoyés à la plaque au nombre N donne la fraction $a = \frac{Q}{N}$ d'énergie absorbée par la plaque.

L'auteur trouve a constant pour des temps de pose variable de 30 à 93 min et des intensités lumineuses variables. D'autre part il mesure directement l'absorption par une méthode photométrique. Il trouve pour les divers cas deux séries de nombres qui sont du même ordre de grandeur (3 à 11 p. 100 pour la 1re méthode, 5 à 12 p. 100 pour la 2e). — M. Pauthenier.

Sur la loi d'équivalence photochimique d'Einstein (²). — **Weigert** (F.) [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 674-675]. — L'auteur utilise des émulsions de chlorure d'argent dans la gélatine. Il se sert de la lumière bleue de l'arc au mercure (4360 Å). L'énergie du rayonnement est mesurée au bolomètre et l'absorption avec le photomètre de König. L'auteur cherche à établir que l'argent métallique qui se forme

(¹), (²) Conférences et discussions du Congrès allemand de Physique à Iéna (18-24 sept., 1921).

d'abord sous l'action de la lumière provient non pas de AgCl, mais pratiquement seulement des sels d'argent solubles en excès (nitrates, etc.) La quantité d'argent formée croît d'abord avec la durée d'exposition à la lumière ; la vitesse de la réaction s'accélère, pour décroître ensuite tandis que la couche sensible devient de plus en plus foncée ; on peut dire que l'argent formé constitue un sensibilisateur. La mesure du rapport $\frac{\varphi}{p}$ de Warburg ne serait égale à l'unité, comme le veut la loi d'Einstein, que si l'on pouvait considérer l'énergie lumineuse comme absorbée non par le chlorure d'argent, mais par l'argent métallique lui-même.

Le rapport en question semble en effet tendre vers 1 quand le temps de pose, et par suite la quantité d'argent, tend vers 0.

L'auteur conclut que si l'argent formé est ainsi la matière qui absorbe l'énergie, cette énergie doit se transmettre ensuite aux sels décomposables par effet photoélectrique, l'argent émettant alors des électrons, et renvoie à une conclusion analogue émise par lui dans l'étude des propriétés photochimiques des couches colorées. Il ajoute que, reprenant les mesures d'absorption relatives à l'article précédent, il trouve dans le violet une absorption de 73 et 84 p. 100 au lieu de 4 à 11 p. 100 et conteste les conclusions d'Eggert et Noddack.

Il résulte de la discussion consécutive que la principale difficulté de ces recherches consiste à déterminer la quantité de lumière effectivement absorbée par la préparation sensible. U. Meyer propose de placer cette préparation dans un corps noir. — M. Pauthenier.

Théorie du quantum de l'exposition photographique. — **Silberstein (L.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 443]. — L'auteur suppose que la lumière rencontrant la plaque photographique est formée, en totalité ou en partie, de quanta lumineux séparés, et que la condition nécessaire et suffisante pour qu'un grain de sel d'argent soit *affecté* par la lumière, c'est-à-dire rendu développable, est qu'il soit atteint par un quantum, et qu'il l'absorbe complètement. La question se ramène ainsi à un problème de probabilités. Pour des nombres modérés de grains et de quanta lumineux, le nombre de grains affectés est représenté par une série harmonique, qui se transforme en une formule exponentielle lorsque les nombres précédents deviennent grands. L'exposant est proportionnel à la taille des grains et, pour des quanta de lumière de section non négligeable, est une fonction de la longueur d'onde qui présente un maximum. Ainsi, toutes choses égales d'ailleurs, la *vitesse* d'une plaque photographique croît avec la taille des grains ; la sensibilité maxima se déplace en même temps vers l'extrémité rouge du spectre. Les données photographiques utilisables paraissent corroborer d'une façon caractéristique quelques conséquences de la théorie. D'autres conséquences sont actuellement soumises par l'auteur au contrôle expérimental. — L. Brüninghaus.

La plaque photographique. — **C. J.** [*Nat.*, **109** (1922), 795]. — Compte rendu d'une conférence faite par Svedberg. On sait que, toute choses égales, une émulsion est d'autant plus sensible que les grains sont plus gros. L'auteur montre qu'il existe à la surface de chaque grain des centres qui sont les points de départ du développement photographique. Il semble que la sensibilité plus grande des émulsions à gros grains provienne seulement de ce que, dans ces émulsions, le nombre de centres développables par unité de surface de plaque photographique soit plus grand que dans le cas d'une émulsion de même substance à grains plus fins. — L. Brüninghaus.

Sur la décomposition photochimique du bromure d'argent au point de vue de la théorie des quanta et de la structure cristalline. — Fajans (K.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 75]. — On étudie comment la plus petite quantité d'énergie $h\nu$ active est influencée par des substances étrangères. Le bromure d'argent pur n'est sensible que dans le violet. Des ions d'argent ou des ions OH adsorbés, de même que des germes d'argent métallique, déplacent la sensibilité vers le rouge. Cette particularité peut s'expliquer en attribuant la sensibilité d'abord au passage d'un électron de l'ion brome à l'ion argent. — R. Fortrat.

L'action de la lumière sur les papiers à noircissement direct. — Formstecher (F.) [*Photographische Ind.*, (1921), 439-440; 445-457] (1). La couche sensible d'un papier à noircissement direct renferme, à un état d'extrême dispersion, les sels d'argent partie à l'état normal, partie à l'état de solution colloïdale, et partie à l'état d'émulsion dans le milieu colloïdal constitué par la gélatine. En outre du chlorure d'argent, qui est actuellement le constituant principal, la couche renferme des sels organiques d'argent qui n'agissent pas seulement comme sensibilisateurs chimiques, au même titre que tout autre réactif pouvant absorber le chlore libéré dans l'action de la lumière sur le chlorure d'argent, mais agissent surtout comme renforçateurs, car ils régénèrent du chlorure d'argent dont la proportion initiale peut donc être très faible. Il semble maintenant bien établi qu'il ne se forme pas, dans ces conditions, de sous-chlorure d'argent, mais que les « photosels » obtenus sont des composés d'adsorption de l'argent réduit par le chlorure d'argent non encore transformé; ils ont pu d'ailleurs être obtenus sans intervention de la lumière. — G. Hache.

A propos de l'action des rayons canaux sur la plaque photographique. — Muhlestein (E.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 294-295]. — L'étude des travaux sur les rayons canaux conduit à penser que le bombardement par ces particules affecte la pellicule sensible d'une façon toute particulière.

Il y a d'abord une action sur la gélatine qui est imperméabilisée, ce qui empêche l'action des bains photographiques.

Il en résulte un effet de solarisation qu'une pose prolongée complique d'un effet d'inversion.

D'autre part, une couche très mince est seule affectée, le parcours dans la gélatine étant de l'ordre de 0,33 μ et l'auteur pense que les effets observés peuvent s'expliquer en admettant la formation d'une peau protectrice imperméable très mince. — R. Fric.

Conductibilité de l'image latente. — Rabinovitch (A.-T.) [*Journ. Phys. Chem.*, 26 (1922), 577-590]. — On la mesure en chargeant un condensateur à travers la résistance à mesurer, puis en le déchargeant dans un galvanomètre balistique. Aucune conclusion à tirer sur la constitution de l'image latente. — P. Job.

Action du courant continu sur les photohaloïdes. — Tubandt (C.) et Eschenhagen (G.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 100 (1922), 489-501]. — Les travaux de Lorenz et Lüppo-Cramer [*Zeits. f. Anorg. Chem.*, 91 (1915), 57 et 92 (1915), 27] ont établi la nature de l'image latente photographique, de même que celle des produits foncés de décomposition des halogénures d'argent. AgCl par exemple, donne directement Cl^2 et de l'argent colloïdal dont la croissance peut être suivie à l'ultramicroscope. D'autre part, les halogénures d'argent insolés ont la constitution des

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (Suppl.), 1 (1921).

« photohaloïdes synthétiques » de Carey Lea qui sont manifestement des mélanges d'halogénures et d'argent colloïdal.

Dans le but de vérifier cette constitution, les auteurs étudient l'électrolyse des photohaloïdes et des halogénures insolés par une méthode due à l'un d'eux et déjà appliquée aux mélanges de Ag^2S^5 et d'argent macroscopique.

La matière étudiée est façonnée en cylindres de 1 cm de diamètre, 0,5 à 1 cm de longueur et électrolysée entre 2 électrodes d'argent dont elle est séparée à chaque extrémité par un cylindre d'AgI. On opère vers 230 240°C; on mesure la perte de poids de l'anode, l'augmentation de poids de la cathode, la variation de poids du cylindre de chlorure.

Pour tous les corps étudiés, synthétiques ou formés par insolation, *la conductibilité est purement électrolytique.* A 0,1 mg près, le poids d'Ag déposé à la cathode est égal à celui indiqué par le coulomètre. Le cylindre de chlorure subit une variation de poids d'abord insignifiante, nulle si on répète l'opération. Même résultat pour un mélange mécanique d'Ag colloïdal. Celui-ci est donc totalement indifférent vis-à-vis du courant. C'est seulement pour des sels secs et fortement insolés qu'on arrive à mettre en évidence une perte de poids de la substance; elle est alors égale à la différence entre Ag déposé et la perte de poids de l'anode.

E. Darmois.

L'action, sur la plaque photographique, d'un conducteur médiocre sous courant. — Schaffers (V.) [*Ann. Scient. Brux.*, **41** (1922), 213-217]. — Reboul [*C. R.*, **171** (1920)] avait appliqué sur du papier noir qui enveloppe une plaque photographique, du côté sensibilisé, deux électrodes distantes de 4 cm entre lesquelles régnait une tension de 1 000 v. Le contact est maintenu un ou deux jours. Au développement, on trouve sur la plaque une image des fibres du papier et des lignes équipotentielles du champ. Reboul attribuait cela à l'existence d'un rayonnement spécial; car sans papier l'action se concentre autour des électrodes.

Schaffers estime qu'il y a au contraire action du courant sur la plaque photographique. La couche de celle-ci a en effet une conductibilité du même ordre que le papier. Le courant se répartira entre le papier et la courbe sensible en raison inverse des résistances; si les deux chemins offerts sont homogènes, la chute de tension s'y fera de la même façon et il n'y aura aucun passage d'électricité de la feuille à la plaque.

Mais si un des chemins présente des irrégularités (fibre, cassure, etc...), la variation du potentiel ne se fait plus de la même manière et aux points de contact, il y aura des courants d'intercommunication.

Or si on admet qu'un champ minimum (qui peut être très faible, puisque Reboul a observé le phénomène avec 160 v entre électrodes) peut, comme une vibration lumineuse, libérer les électrons du gélatino-bromure et ainsi impressionner la plaque (ces effets ayant lieu avec une intensité en rapport avec celle du champ), on conçoit que l'ensemble des taches colorées donne une image du champ.

Le rayonnement spécial imaginé par Reboul ne semble donc avoir aucune raison d'être. — A. Foch.

Sensibilisation panchromatique sans emploi de colorants. — Capstaff (J.-G.) et Bullock (E.-R.) [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, 8 (1921), 8-10]. — Si une plaque photographique, plongée pendant 10 minutes dans une solution de bisulfite de soude à 2 pour 100 (température 21° C), est ensuite lavée à l'eau courante (à environ 18° C), puis abandonnée au séchage spontané dans un local obscur bien ventilé (température moyenne 21° C), on trouve qu'elle est devenue sensible à des

radiations de longueurs d'onde d'autant plus grandes que le lavage a été prolongé davantage. Après 30 heures de lavage, la sensibilité chromatique dépasse 8 000 Å. On peut remplacer le lavage à l'eau courante par l'immersion dans un grand volume d'eau : la durée minima de l'immersion est réduite à une dizaine de minutes, si l'eau de lavage est remplacée par une solution à 2 pour 1 000 de bicarbonate de potassium dans l'eau distillée.

L'agent sensibilisateur serait la petite quantité d'argent colloïdal, qui peut se former pendant le traitement. — F. Croze.

Sensibilisation panchromatique sans emploi de colorants. — **Capstaff (J.-G.) et Bullock (E.-R.)** [*Brit. Journ. Photogr.*, 67 (1920), 719-720] (¹). — L'immersion d'une couche sensible négative ordinaire dans une solution à 2 p. 100 de bisulfite de soude, suivie d'un lavage de très longue durée, lui donne une sensibilité chromatique dont l'étendue croît, ainsi d'ailleurs que la densité du voile, avec la durée du lavage.

Les auteurs ont pu, de cette manière, reculer la limite de sensibilité d'une pellicule Eastman de 5 000 à 8 000 Å. Ils continuent leurs expériences pour tenter d'élucider ce phénomène et admettent comme hypothèse provisoire que cette sensibilisation est due à la réduction d'une petite quantité d'argent à l'état colloïdal que l'on sait pouvoir, en certaines conditions, jouer le rôle de sensibilisateur.

G. Hache.

Nouveau sensibilisateur au vert : pinaflavol. — **König (E.)** [*Phot. Rundschau*, 57 (1921), 80-81] (¹). — L'intérêt de ce sensibilisateur est surtout l'amélioration des conditions opératoires de trichromie : la répartition spectrale de la sensibilité qu'il confère aux plaques permet de remplacer l'écran vert par un jaune, absorbant seulement le violet et le bleu avec un coefficient beaucoup plus faible que pour les écrans utilisés ordinairement. — G. Hache.

Sensibilisation au vert par le pinaflavol. — **Eder (J.-M.)** [*Phot. Rundschau*, 57 (1921), 87-90; *Phot. Korr.*, 58 (1921), 29-31] (¹). — Comparaison, au sensitomètre Eder-Hecht, des sensibilités au vert d'une plaque sensibilisée au trempé au pinaflavol, d'une plaque du commerce à l'erythrosine et d'une plaque au trempé à l'erythrosine. Ces sensibilités ont respectivement des valeurs 1,8 ; 0,3 ; 1,2. — G. Hache.

Sur les propriétés sensibilisatrices d'une nouvelle série de matières colorantes. — **Lumière (A. et L.) et Barbier (M.)** [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, 7 (1920), 182-184] (¹). — Description des propriétés de nouveaux colorants obtenus à partir des bases quinoléiques, quinaldiques, etc..., par introduction d'un groupe $N(CH^3)^2$ ou $N(C^2H^5)^2$. Trois de ces colorants, en particulier, sensibilisent de façon continue jusque vers 7 000 Å et même au delà, avec un minimum peu sensible vers 5 000 Å.

G. Hache.

Etudes sur les sensibilisateurs photographiques. II. Les carbocyanines. — **Mills (W.-H.) et Pope (W.-J.)** [*Photogr. Journ.*, 60 (1920), 253-266] (¹). — Après une première étude sur les *isocyanines* [*Photogr. Journ.* 60 (1920), 183-202], les auteurs abordent la classe de colorants à laquelle appartient le pinaflavol et qu'ils proposent de désigner sous le nom générique de *carbocyanines*.

Leurs solutions dans l'alcool méthylique sont bleues avec deux bandes d'absorption très marquées correspondant à peu près aux maxima de la sensibili-

(¹) D'après *Rev. Fr. Phot.* (suppl.), 1 (1921).

sation qu'ils confèrent à des émulsions au gélatino-bromure ; on perçoit aussi une troisième bande d'absorption, plus faible.

Les auteurs ont étudié 18 de ces dérivés, mais aucun ne paraît être supérieur au pinacyanol (sensitol-red). — G. Hache.

Accroissement de la sensibilité des émulsions par l'emploi de colorants (II). — **Lüppo-Cramer (H.)** [*Der Phot.*, **31** (1921), 242-243] (1). — Résultats obtenus, avec essais comparatifs au sensitomètre Eder-Hecht, sur des plaques sensibilisées au pinaflavol. — G. Hache.

Accroissement de la sensibilité générale des émulsions au moyen de colorants (III). — **Lüppo-Cramer (H.)** [*Der Phot.*, **31** (1921), 281-282] (1). — L'auteur étudie l'action sensibilisatrice d'un colorant, chlorhydrate d'une base voisine de celle du pinaflavol et constate un accroissement très notable de la sensibilité. Par développement chimique, il constate cependant l'apparition d'un voile, que l'on retrouve d'ailleurs, dans de telles conditions de développement, avec les émulsions rapides très mûries. Il semble que ce voile soit dû à la présence de germes d'argent provenant de la réduction de bromure d'argent par la gélatine, surtout en présence d'ammoniaque et qui, à cet état d'extrême division, jouent déjà le rôle de sensibilisateur chimique et sont la cause de la haute sensibilité des émulsions très mûries. — G. Hache.

Sensibilité au rouge de l'iodure d'argent. — **Bruce Archey (R.)** [*Photogr. Journ.*, **61** (1921), 235-236] (1). — La sensibilisation au rouge par traitement d'une émulsion dans une solution très étendue d'iodure de potassium peut être la cause de voiles dans la manipulation d'émulsions en éclairage rouge. L'auteur en déduit l'explication d'anomalies constatées au cours d'essais sensitométriques qu'il a effectués. — G. Hache.

Sensibilisation chromatique de l'iodure d'argent. — **Lüppo-Cramer (H.)** [*Photographische Ind.*, (1921), 417-420] (1). — L'auteur a constaté la possibilité de procéder à la sensibilisation chromatique de l'iodure d'argent pour l'obtention d'images normales. Il donne les résultats obtenus au sensitomètre Eder avec des plaques au gélatino-bromure d'argent transformé en iodure dans la solution de Renwick, qu'il plonge dans des solutions de divers colorants. — G. Hache.

Sensibilité chromatique de l'iodure d'argent. — **Lüppo-Cramer (H.)** [*Photographische Ind.*, (1921), 611-612] (1). — L'auteur, continuant ses expériences sur la sensibilité chromatique des émulsions à l'iodure d'argent, étudie une émulsion d'iodure d'argent dans la gomme arabique, mûrie à l'ammoniaque dont il a antérieurement indiqué la préparation [*Phot. Korr.*, **60** (1913), 562]. — G. Hache.

Sensibilisation et désensibilisation. — **Lüppo-Cramer (H.)** [*Photographische Ind.*, (1921), 669-671] (1). — Etudes comparatives, sur des plaques au gélatino-iodure d'argent, de l'action de solutions d'érythrosine, de rhodamine B, de pinachrome, de pinacyanol, comparée à celle de solutions de safranine. — G. Hache.

Plaques photographiques pour l'ultra-violet extrême. — **Duclaux (J.)** et **Jeantet (P)** [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 156-158].

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (suppl.), **1** (1921).

Sur les sensibilisateurs photographiques et photochimiques. — **Eder (J.-M.)** [*Jahrb. d. Radioakt.*, **19** (1922), 71-92]. — Les corps capables d'augmenter la sensibilité des plaques et papiers photographiques se classent en catalyseurs : 1° chimiques, 2° optiques, 3° par entraînement. Ce mémoire étudie leurs différents effets et notamment :

1. Le rôle des corps avides de chlore, tels que certains composés organiques et surtout les sels oxygénés de l'argent, dans l'accroissement de la sensibilité du bromure d'argent (premier type de catalyse).

2. Divers procédés de préparation des plaques orthochromatiques ou panchromatiques par l'addition d'une matière à absorption sélective (par exemple, l'éosine qui augmente la sensibilité dans la région de sa bande d'absorption, ou le pinaflavol qui donne une sensibilité très régulière du bleu au jaune, etc.), deuxième type de catalyse.

3. L'action des colorants végétaux et animaux dont l'étude fournit des données au sujet de l'effet biologique de la lumière. — M. Hanot.

Recherches sur les plaques photographiques sensibles à la couleur et sur les méthodes de sensibilisation. — **Walters (F.-M.) et Davis (R.)** [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1922), 354-375]. — Ces recherches montrent que lorsqu'on immerge les plaques dans un bain spécial, il faut prendre des précautions avec certaines d'entre elles. La dicyanine donne une bien plus grande sensibilité et s'étend plus loin dans l'infra-rouge, quand on l'emploie en solution alcoolique diluée avec de l'ammoniaque, que lorsqu'on l'utilise avec l'eau seule. Le pinacyanol donne de bons résultats en solution alcoolique avec l'ammoniaque, mais les plaques plongées dans l'eau et la solution commerciale sont aussi sensibles, pourvu que les plaques soient parfaitement lavées avant sensibilisation. Le lavage a une action favorable sur la sensibilité à la couleur des plaques panchromatiques et ne donne pas d'accroissement du voile.

Le pinachrome, le pinaverdol, l'homocol et l'orthochrome T, sont bien moins sensibles aux électrolytes que le pinacyanol et dicyanine.

Les films sont le mieux sensibilisés dans un bain contenant de l'eau, de l'alcool de l'ammoniaque et la solution.

Certaines marques de plaques orthochromatiques sont supérieures aux plaques baignées dans l'érythrosine, mais aucune plaque panchromatique ne peut être comparée aux plaques qui ont été mises dans un bain de pinacyanol. — Ed. Salles.

Note sur une méthode permettant d'accroître la sensibilité des préparations photographiques. — **Monpillard (F.)** [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **9** (1922), 90-92]. — On ajoute à la matière colorante active une solution de chlorure d'argent dans l'ammoniaque. Cette solution doit être préparée et gardée à l'obscurité. Ed. Salles.

Sur la théorie de la reproduction photographique. — **Jones (L.-A.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **190** (1920), 39-90] (1). — Solution graphique du problème de la reproduction photographique, au moyen des courbes caractéristiques des préparations sensibles utilisées pour le négatif et le positif, et connaissant la distribution des luminosités dans l'image projetée par l'objectif, les temps de pose et les conditions de développement.

Cette méthode montre, en particulier, qu'il est impossible d'obtenir photogra-

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (suppl.), **1** (1921).

phiquement un *fac simile* rigoureux, sauf dans une très petite étendue de tonalités permettant de n'utiliser que les portions rectilignes de courbes caractéristiques.

G. Hache.

Relations entre la densité de l'image, l'intensité lumineuse incidente et le temps de pose. — Ross (F.-E.) [*Journ. Opt. Soc. Amer.*, 4 (1920), 255-273] (¹). — Parmi les formules proposées pour l'expression de la densité de l'image photographique, l'auteur vérifie expérimentalement que la plus justifiée semble être celle donnée par Channon en 1906 :

$$D = \gamma\,[\varphi\,(aE) - \varphi\,(aE\delta)]$$

où φ est une fonction de la forme

$$\varphi\,(n) = n - \frac{n^2}{2.2\,!} + \frac{n^3}{3.3\,!} - \frac{n^4}{4.4\,!} - \ldots .$$

Il propose ensuite une nouvelle formule dans laquelle il tient compte des différences de sensibilité entre les grains de diverses grosseurs qui figurent dans une même émulsion ; pour cela, il suppose les grains de l'émulsion divisés en n groupes, dans chacun desquels les grains obéissent à la loi de l'action de masses, la masse totale d'argent étant la même dans chaque groupe et les sensibilités respectives de chaque groupe formant une progression géométrique de raison r. En appelant $\varkappa$ un facteur de sensibilité, variable avec la longueur d'onde des radiations agissantes, et d_m la densité maxima (pour un éclairage infiniment grand) cette formule s'écrit :

$$D = d_m\left(1 - \frac{1}{n}\sum_{s=0}^{s=n-1} e^{-\varkappa r^s E}\right),$$

et rend mieux compte de l'expérience.

Le mémoire se termine par la comparaison, pour une plaque déterminée, des relations entre l'intensité lumineuse I et le temps de pose t données par la loi de réciprocité, la loi de Schwarzschild et la loi de Kron. — G. Hache.

Sur la théorie de la courbe caractéristique d'une émulsion photographique. — Toy (F.-C.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 352-371]. — Le développement d'un grain de sel d'argent impressionné y fait d'abord naître de petits noyaux d'argent d'où la réduction s'étend progressivement à tout le grain. La sensibilité photochimique est due à ces noyaux. Il est impossible qu'ils aient tous la même sensibilité : cela résulte de la forme de la courbe caractéristique et de la valeur du coefficient d'absorption de la lumière.

Le point de départ est que les noyaux ont toutes les sensibilités possibles réparties suivant une loi analogue à la loi de Maxwell de répartition des vitesses des molécules dans un gaz. On peut alors faire intervenir le calcul des probabilités et calculer le nombre moyen N_0 de noyaux ayant une sensibilité supérieure à une sensibilité donnée. Or si x est le nombre de grains réduits sur un nombre total a par l'intensité correspondante, on a :

$$N_0 = \log\frac{a}{a-x}\cdot$$

Le deuxième membre est accessible à l'expérience et donne exactement la fonction calculée pour N_0.

(¹) D'après *Rev. Fr. Phot.* (suppl.), 1 (1921).

Le calcul des probabilités donne aussi le nombre moyen des grains qui ont un nombre donné de noyaux d'une sensibilité supérieure à une sensibilité donnée.

L'observation directe de 150 grains apporte un excellent contrôle à cette théorie.

La sensibilité d'une émulsion augmente avec la grosseur des grains : l'étude qualitative montre qu'il y a autre chose qu'une augmentation du nombre de noyaux dans chaque grain : la sensibilité moyenne des noyaux est plus grande dans un gros grain que dans un petit. Le noyau ne peut pas être une molécule d'argent halogéné ; les conditions de précipitation et le traitement de l'émulsion doivent jouer un grand rôle dans ses propriétés. — R. Fortrat.

Sur la courbe caractéristique d'une émulsion photographique. — Toy (F.-C.) [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 715-726]. — Silberstein avait donné pour le noir photographique la relation qu'il estimait pratiquement suffisante :

$$\frac{k}{N} = 1 - e^{-na}$$

où a est la section droite des grains constituant l'émulsion ; k, le nombre de grains impressionnés ; N, le nombre total des grains et n, le nombre de quanta frappant la couche. Cette relation ne concorde nullement avec les faits. — A. Foch.

Sur l'insuffisance de la loi de réciprocité en photographie — Mallet (R.-A.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 904-912]. — Pour remplacer la loi de réciprocité, Schwarzschild avait proposé la loi de noircissement

$$S = kIT^p$$

(S, degré de noircissement ; I, intensité de la lumière incidente ; T, durée d'exposition ; k et p sont des constantes). L'auteur a, pour vérifier cette loi, exposé une plaque derrière un coin de verre fumé ; la longueur l sur laquelle la plaque est impressionnée dépend de T et de I et on a évidemment pour deux longueurs noircies en variant T et en laissant I constant

$$I_0\, e^{-\rho l_0}\, T_0{}^p = I_0\, e^{-\rho l_1}\, T^p$$

$$p = \frac{\rho\,(l_1 - l_0)}{\log_e \dfrac{T_0}{T_1}}.$$

L'auteur a déterminé p pour divers types de plaques et trouvé des valeurs de l'ordre de 0,86. Il fallait pour cela s'assurer que pour un type de plaque déterminé, il y a bien une quantité p indépendante de T et de I (surexposition mise à part). On maintient IT^p constant et on mesure le noircissement en différents points de la plaque impressionnée au moyen de la lumière transmise à une cellule de sélénium. On doit retrouver toujours la même loi de noircissement tout le long du coin fumé. C'est bien ce que montre l'expérience.

L'interprétation de la constante p exigerait une connaissance complète de l'émulsion sensible. Pour l'instant, on ne peut qu'en constater l'existence.

A. Foch.

La distribution en grosseur et nombre des particules d'haloïde d'argent dans les émulsions photographiques et leur influence sur leur caractéristique de sensibilité. — Wightman (E.-P.) et Sheppard (S.-E.) [*Journ. of. Phys. Chem.*, **25** (1921), 561-594.] — Travail, fait au laboratoire Eastman Kodak, qui

consiste à remettre en émulsion les couches des plaques photographiques pour déterminer la vitesse de sédimentation des granules argentifères et de compter leur nombre au moyen d'un globulimètre. Remarque intéressante : les particules semblent suivre la loi de Stokes bien qu'elles aient la forme de tablettes.

MALFITANO et CATOIRE.

Conséquences de la loi de Schwarzschild sur la pratique de la sensitométrie. — Lehmann (E.) [*Photogr. Korr.*, 58 (1921), 87-92] (1). — L'emploi d'un sensitomètre dans lequel l'éclairement de la plaque est uniforme et le temps de pose variable conduit, toutes choses égales d'ailleurs, à une valeur du facteur de développement γ inférieure à celle obtenue à temps de pose constant avec intensités variables (seul cas qui se rapproche des conditions opératoires normales) et à une valeur différente de la sensibilité, avec aggravation des causes d'erreurs quand les éclairages sont intermittents ; des valeurs différentes de la sensibilité sont aussi fournies par divers essais effectués chacun à temps de pose constant si ces temps sont notablement différents les uns des autres. E. Lehmann, tout en reconnaissant que, pour l'étude d'*une* plaque, on doit opérer à temps de pose constant, admet qu'il pourrait être intéressant, pour la comparaison des sensibilités de plaques qui, en raison de leurs sensibilités différentes, seront employées avec des temps de pose différents, d'opérer à éclairement constant et temps de pose variable. — G. HACHE.

Interprétation de la courbe caractéristique par sa dérivée première. — Renwick (F.-F.) [*Photogr. Journ.*, 61 (1921), 10-12] (1). — La densité d'un cliché photographique étant proportionnelle, en chaque point, à la masse d'argent réduit, on peut rendre compte de l'accroissement de la quantité de bromure d'argent développable correspondant à un accroissement déterminé de l'éclairage (produit de l'éclairement par sa durée d'action), par la construction de la courbe de $\frac{\mathrm{d}\,D}{\mathrm{d}\log E}$ en fonction de $\log E$.

Toutefois, l'on suppose ici la couche sensible infiniment mince. En fait, les couches sous-jacentes se comportent comme des couches moins sensibles que les couches superficielles par suite de l'absorption d'une partie de la lumière incidente par ces dernières. — G. HACHE.

L'action de la lumière sur la plaque photographique. — Higson (G.-I.) [*Photogr. Journ.*, 61 (1921), 35-44] (1). — Application à la plaque photographique des résultats obtenus par Slade et Higson dans l'étude de la loi photochimique du grain d'haloïde d'argent [*Proc. Roy. Soc.*, 98 (1920), 154]. L'auteur donne, pour l'expression de la densité photographique en fonction de l'éclairement, la formule suivante :

$$D = D_m\,(1 - \mathrm{e}^{-A})$$

où $A = k_1 I$ pour les fortes valeurs de I, et $A = k_2 I^2$ pour les faibles valeurs de I. En fonction du temps de pose, A s'exprime par la relation.

$$A = k'\,[t - k''\,(1 - \mathrm{e}^{-k''t})].$$

G. HACHE.

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (suppl.) 1 (1921).

L'action de la lumière sur la plaque photographique. II La région de sous-exposition. — Higson (G.-I.) [*Photogr. Journ.*, **61** (1921), 144-152] (1).

La note ci-dessus donnait les résultats de comparaisons des courbes caractéristiques expérimentales avec celles déduites de considérations théoriques en supposant l'émulsion limitée à une seule couche de grains; la présente note étudie la région de sous-exposition, qui répond pratiquement à ces conditions.

Renwick avait déjà signalé [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **4** (1913), 374-381] que si l'on porte en abscisses les éclairements à temps de pose constant et en ordonnées les densités correspondantes, on obtient une droite passant généralement par un point d'ordonnée négative c.

L'auteur, se servant des expressions de D données dans le mémoire précédent, en déduit, pour les régions de sous-exposition, les relations correspondantes :

$$D = D_m k_1 I \qquad \text{et} \qquad D = D_m k_2 I^2$$

et constate que, dans le cas général, la seconde formule rend mieux compte des phénomènes. Cette courbe a un point d'inflexion dont la tangente coupe l'axe des intensités en un point d'abcisse λ qui paraît avoir une importance beaucoup plus grande que la quantité c de Renwick. Cette valeur λ ne dépend que de la sensibilité de la plaque dans sa région de sous exposition. Elle fournirait une expression de la sensibilité, pour les préparations sensibles destinées à être employées avec des temps de pose très courts, mieux en accord avec les besoins pratiques.

Les expériences de l'auteur et celles de J.-W. Grundy, résumées dans un tableau annexé au mémoire, montrent que λ est bien indépendant de la durée du développement (au même degré que l'inertie dans les courbes de Hurter et Driffield). On sait que la sensibilité dans le système H et D est exprimée par le rapport $\frac{34}{i}$; on obtiendrait des nombres du même ordre de grandeur en définissant la sensibilité par le rapport $\frac{20}{\lambda}$. — G. Hache.

Relations entre les dimensions du grain et les propriétés sensitométriques des émulsions. — Wightman (E.-P.), et Sheppard (S.-E.) [*Brit. Journ. Photogr.*, **68** (1921), 169-172] (1). — Svedberg, à la suite de ses mesures, a été amené à construire deux séries de courbes très importantes montrant respectivement les relations entre les éclairages et la proportion p. 100 de grains réduits pour chaque dimension de grains et entre les dimensions des grains et la proportion p. 100 de ces grains amenés à l'état réductible après divers éclairages; les courbes de la première série ont l'allure de courbes caractéristiques (le nombre des grains est en effet un facteur de la densité); celles de la seconde série montrent la relation entre la sensibilité et les dimensions du grain.

Il résulte de là que chaque classe de grains d'une même dimension a sa courbe caractéristique propre, la densité D étant proportionnelle au produit Pn de la constante photométrique P par le nombre n de grains : si l'on admet, comme première approximation, que les dimensions du grain d'argent réduit sont proportionnelles à celles des grains du bromure d'argent, on peut utiliser les formules de Higson au calcul des courbes caractéristiques correspondant aux données expérimentales de Svedberg pour ses quatre classes de grains. Suivant Higson, la surface opposée au faisceau lumineux par un grain d'argent réduit serait environ quatre fois celle du grain initial de bromure d'argent; en admettant cette hypothèse, on

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.*, (Suppl.) **1** (1921),

trouve, pour la courbe caractéristique résultant de l'addition des densités pour chaque classe de grains, des ordonnées qui sont environ quadruples de celles observées par Svedberg; il semble donc probable que l'on doit rejeter l'hypothèse suivant laquelle le diamètre des grains réduits serait environ de double de celui des grains sensibles correspondants : des expériences sont actuellement poursuivies par A. P. H. Trivelli pour déterminer le rapport des dimensions d'un grain avant et après le développement.

Si, comme semblent l'indiquer les expériences préliminaires faites avec le révélateur employé par Svedberg, les dimensions du grain ne sont pas modifiées de façon appréciable par le développement, le calcul donne des courbes dont la somme est peu différente de celle obtenue par Svedberg. — G. Hache.

Relations entre la sensibilité et les dimensions du grain d'une émulsion. — Svedberg (T.) et Anderson (H.) [*Photogr. Journ.*, 61 (1921), 325-332] (¹). — Complément au mémoire de T. Svedberg [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, 20 (1920), 36-50]. La forme en S de la courbe caractéristique peut être due :

1° A la décroissance de l'éclairement dans la profondeur de la couche d'émulsion;

2° Aux variations de la sensibilité entre grains de dimensions différentes.

Elle peut être aussi une caractéristique :

3° De chaque grain considéré isolément;

4° De chaque classe de grains d'une même dimension.

L'auteur montre que seule l'hypothèse 4 est à retenir. Cette étude est suivie d'observations de Renwick [*Photogr. Journ.*, 61 (1921), 333-335] qui considère que la sensibilité n'est pas liée nécessairement aux dimensions du grain, et que les qualités d'une émulsion dépendent davantage de son mode de préparation que de sa maturation. — G. Hache.

Relations entre la sensibilité et les dimensions du grain. — Sheppard (S.-E.) et Trivelli (A.-P.-H.) [*Photogr. Journ.*, 61 (1921), 400-403] (¹). — Confirmation expérimentale des remarques de Renwick sur le mémoire précédent de Svedberg et Anderson.

Les auteurs présentent en outre diverses observations sur la théorie de l'image latente, basée sur la formation de germes d'argent métallique, et sur les phénomènes de développement; ils rappellent notamment que les tensions superficielles dans des pellicules minces peuvent complètement modifier la nature des équilibres chimiques et que les phonomènes du développement ne peuvent donc être assimilés à ce qui se passerait en solution aqueuse, la limite de saturation en argent pouvant, en particulier, être très différente. — G. Hache.

Sensitométrie par la méthode du prisme gris-neutre. — Higson (G.-I.) [*Photogr. Journ.*, 61 (1921), 93-97] (¹). — Remarques sur la méthode sensitométrique décrite en 1910 par R. Luther et E. Goldberg permettant d'obtenir sur papier ou plaque sensible, au moyen du prisme gris-neutre de Goldberg, la courbe caractéristique d'une plaque donnée. — G. Hache.

Sensitomètre Eder-Hecht à prisme gris-neutre étalonné. — Clerc (L.-P.) [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, 8 (1921), 10-13] (¹). — Résumé, d'après les articles de Eder [*Phot. Korr.*, 56 (1920), 244-271 ; 57 (1921), 1-9], de la description et du mode d'emploi de ce sensitomètre. — G. Hache..

(¹) D'après *Rev. Fr. Phot.* (suppl.), 1 (1921).

Etude photographique des composés radioluminescents. — **Huse** (E.) [*Kodak Abstr.*, 7 (1921), 69] (1). — Les variations de l'intensité photographique de surfaces radioluminescentes sont d'autant plus rapides que la concentration en produit radioactif est plus grande. Sur un échantillon à faible concentration, la variation constatée en un an a été pratiquement négligeable, d'où le principe, suggéré par l'auteur, d'un sensitomètre dont la constance de l'éclairage serait assurée pendant au moins un an. — G. Hache.

Sensitométrie radiographique. — **Hodgson** (M.-B.) **et Martin** (F.-B.) [*Journ. of Radiol.*, (1921), 44-53] (1). — Etude de l'influence, sur le contraste des images radiographiques, de divers facteurs : durée du développement, longueur d'étincelle, etc. Les courbes caractéristiques obtenues ne présentent pas, contrairement à ce qui se passe dans le cas des radiations lumineuses, de points d'inflexion. Les constrastes augmentent avec la durée de pose ; ils diminuent quand la longueur d'étincelle augmente, c'est-à-dire quand la longueur d'onde des rayons décroît.

G. Hache.

Influence de la coloration de l'image sur la courbe caractéristique. — **Arens** (H.) [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, 21 (1921), 28-36] (1). — L'opacité d'une image photographique et son logarithme, la densité, n'ont pas les mêmes valeurs quand on les mesures avec des radiations de diverses longueurs d'onde, ce qui conduit aux notions de densité visuelle (région jaune du spectre) et densité actinique (région violette). Suivant l'auteur, la courbe caractéristique visuelle et la courbe caractéristique actinique se déduiraient l'une de l'autre par une translation parallèle à l'axe des ordonnées. Une remarque de L.-P. Clerc rappelle les travaux de L.-A. Jones et R.-B. Wilsey [*Photogr. Journ.*, 58 (1918)] et de A.-H. Nietz et K. Huse [*ibid.*, 81-93] qui sont en désaccord avec une telle conclusion. — G. Hache.

Influence de l'adsorption d'ions sur la sensibilité photochimique du bromure d'argent. — **Fajans** (K.) [*Zeits f. Elektroch.*, 28 (1922), 499-505]. — Il est probable que la lumière agit sur le bromure d'argent en faisant passer un électron d'un ion Br à un ion Ag avec formation d'atomes de Br et d'argent. On conçoit que ce passage soit facilité par l'existence à la surface des grains de bromure d'une couche d'ions Ag adsorbés. En fait le bromure d'argent est sensibilisé, s'il a été précipité en présence d'un excès de nitrate d'argent, il est également sensibilisé par les ions OH. — P. Job.

La désensibilisation des plaques au gélatino-bromure d'argent. — **Slater Price** (T.) [*Nat.*, **110** (1922), 849-850]. — L'auteur de cet article passe en revue les récents procédés de désensibilisation des plaques photographiques, par trempage dans diverses matières colorantes du groupe des safranines, ainsi que les vues théoriques actuelles sur la question. On ne possède pas encore d'explication satisfaisante du phénomène. — L. Brüninghaus.

Les expériences du Dr Lüppo-Cramer relatives à la théorie de la désensibilisation des plaques au gélatino-bromure d'argent. — **Lobel** (L.) [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, 9 (1922), 20-22]. — Ces expériences prouvent que l'iodure d'argent contenant de la safranine devient sensible au jaune, et qu'il se produit une oxydation quand il est exposé à ces radiations. La réduction normale, c'est-à-dire le voile que produirait l'impression, est combattue par cette oxydation.

Ed. Salles.

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (Suppl.), 1 (1921).

Application des désensibilisateurs aux plaques radiographiques. — **Lüppo-Cramer (H.)** [*Der Phot.*, **31** (1921), 37-38] (1). — L'addition de phénosafranine à l'émulsion des plaques radiographiques, sans obliger à aucun accroissement du temps de pose, permet toutes les manipulations en éclairage jaune intense.

G. Hache.

Sur les désensibilisateurs. — **König (E.) et Lüppo-Cramer (H.)** [*Phot. Rundschau*, **57** (1921), 36-38] (1). — Lüppo-Cramer avait été conduit à attribuer l'action désensibilisatrice de la phénosafranine aux deux groupes NH^2 de ce composé.

$$\begin{array}{ccc} & = N - & \\ NH^2\,(C^6H^3) & & (C^6H^3)\,NH^2 \\ & = N - & \\ & \wedge & \\ & Cl \quad C^6H^5 & \end{array}$$

Les auteurs ont constaté que la substitution de groupes CH^3 aux H de l'un des groupes ne modifie pas l'action désensibilisatrice ; cette action subsiste, mais très atténuée, dans la safraninone (remplacement de l'un des NH^2 par O) et disparaît complètement dans le safranol (remplacement du second NH^2 par un OH et élimination du Cl).

Parmi les autres colorants possédant plusieurs groupes NH^2, la chrysoïdine désensibilise faiblement, le rouge Congo n'a aucune action. Les quinoneimides et les quinonediimides (classes auxquelles appartiennent les produits d'oxydation de révélateurs signalés en premier lieu comme désensibilisateurs) sont très actives.

G. Hache.

La désensibilisation est un phénomène d'oxydation. — **Lüppo-Cramer (H.)** [*Photographische Ind.*, (1921), 259 ; 312-314] (1). — L'auteur attribue l'action désensibilisatrice des safranines à un phénomène d'oxydation par le colorant sous l'influence de la lumière, qui pourrait aller jusqu'à la destruction de l'image latente On peut obtenir, avec de très longues poses, une image positive directe en exposant une plaque préalablement voilée en lumière diffuse puis teinte à la safranine ; les plaques ainsi traitées ont une sensibilité chromatique appréciable, très manifeste même si, entre le voile et la teinture à la safranine, le sel d'argent a été transformé en iodure. — G. Hache.

Désensibilisateurs. — **Lüppo-Cramer (H.)** [*Der Phot.*, **31** (1921), 303] (1). — Essais comparatifs, comme désensibilisateurs, de la safranine, du vert-écran de Hœchst, de la Coralline (sel de sodium de l'acide rosolique), et de l'aurantia. L'action désensibilisatrice de la safranine est manifestement supérieure. — G. Hache.

Sur la désensibilisation à la phénosafranine. — **Namias (R.)** [*Progr. Foto*, **28** (1921), 57-64] (1). — Les essais pratiques et les essais sensitométriques de l'auteur l'amènent à conclure que, après traitement d'une émulsion photographique par une solution étendue de phénosafranine dans les conditions prévues par Lüppo-Cramer, non seulement la sensibilité est réduite à un point tel que le développement peut être conduit en éclairage jaune très abondant, sans aucune atteinte à l'image latente, mais en outre le bromure d'argent non insolé acquiert ainsi une résistance considérable aux risques de voile chimique. Les avantages du traitement à la phénosafranine se manifestent surtout avec les révélateurs renfermant

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (Suppl.), **1** (1921).

de l'hydroquinone ; l'exaltation de l'activité de l'hydroquinone par la phénosafranine, déjà signalée par Lüppo-Cramer, et la possibilité d'employer un révélateur plus chargé en alcali sans provoquer de voile chimique, permettent alors d'obtenir des clichés très complets sur plaque sous-exposées.

Il semble enfin que, en révélateur bromuré, le traitement à la phénosafranine favorise le développement en profondeur. — G. Hache.

Contribution à la théorie du développement. — **Nietz** (**A.-H.**) [*Photogr. Journ.*, **60** (1920), 280-293] (1). — Le développement de l'image latente est, dans certaines conditions, une réaction chimique réversible ; à chaque développateur, employé en conditions déterminées, correspond une certaine concentration en bromure de potassium au-dessus de laquelle l'action révélatrice est annulée. L'auteur constate que la détermination, pour chaque développateur, de cette concentration limite en bromure fournit une mesure de l'énergie du développateur considéré, les valeurs ainsi trouvées étant proportionnelles aux valeurs du « potentiel de réduction ». Il est ensuite amené à étudier très complètement l'influence du bromure de potassium dans les révélateurs, par l'examen des courbes caractéristiques.
G. Hache.

Contribution à la théorie du développement. — **Nietz** (**A.-H.**) [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **8** (1921), 265-273]. — Soit une série de plaques photographiques exposées à un certain éclairage puis révélées pendant un temps connu. Si l'on construit les courbes donnant l'opacité D (ordonnées) en fonction du logarithme de l'éclairage, pour différentes durées de développement, leur partie rectiligne passe par un même point dont l'abscisse a est constante pour les diverses teneurs en bromure et dont l'ordonnée b, négative, est de la forme m ($\log C - \log C_o$), m est indépendant du révélateur et de l'émulsion et voisin de 0,5. C'est la concentration du bain en bromure. Les courbes expérimentales servent à mesurer C_o (concentration la plus faible qui produise une dépression de densité), c'est-à-dire le *potentiel* du révélateur. Le mémoire donne un tableau de potentiels mesurés de cette façon. — La *vitesse* du développement est de la forme $\frac{K}{t - t_o}$ $(D_\infty - D)$ où t_o est le temps d'apparition de l'image. L'auteur donne un tableau des densités limites D_∞, en valeur relative. L'addition de bromure diminue D_∞ de la quantité b. On a $D_\infty = - m$ ($\log C - \log C''_o$), où C'_o est la concentration pour laquelle le développement n'est plus possible. — L'effet du bromure sur la vitesse du développement se limite aux premiers instants du développement. L'apparition du voile est beaucoup plus retardée par le bromure que l'apparition de l'image, ce qui indique que les agents provoquant le voile ont un faible potentiel de réduction. — M. Courtines.

Influence de la température sur la durée du développement. — **Stokes** (**W.-B.**) [*Brit. Journ. Photogr.*, **68** (1921), 97] (1). — Quand on connaît, pour une émulsion déterminée développée dans un révélateur déterminé, les durées de développement qui, à deux températures différentes, donnent le même degré de contrastes (valeurs égales de γ), on peut aisément déterminer par simple lecture, en procédant comme suit, les durées de développement équivalentes à toutes autres températures. Construire un graphique ayant pour abscisses les températures, portées sur une graduation à divisions équidistantes, et pour ordonnées les durées de développement portées sur une échelle logarithmique (telle que la fournit, par

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (Suppl.), **1** (1921).

exemple, la graduation d'une règle à calculs). Si l'on construit les points correspondants à des durées de développement équivalentes à diverses températures, on constate que ces points s'alignent sur une même droite ; cette droite étant définie par la connaissance de deux de ses points, toutes autres valeurs s'en déduisent immédiatement. — G. Hache.

Effets de l'agitation sur la vitesse du développement des films cinématographiques. — [*Kodak Monthly Abstr. Bull.*, **6** (1920), 428-429] [1]. — Un film, uniformément voilé, a été divisé en plusieurs fragments qui ont été développés en des conditions différentes. L'effet de l'agitation a été de donner à l'image, pour une même durée de développement, une densité supérieure de 20 à 25 pour 100 à celle de la bande restée en repos. — G. Hache.

Essais d'épuisement de révélateurs. — **Ermen** (**W.**) [*Brit. Journ. Photogr.*, **68** (1921), 64-65] [1]. — Des feuilles de papier au bromure du format anglais « quart de plaque » (89 cm²) exposées sous le cliché d'essai de Sanger Shepherd (douze négatifs identiques de densités croissantes) ont été successivement développées dans une même portion de révélateur, représentant à l'origine 100 cm³, les feuilles étant chaque fois égouttées pendant 10 secondes au-dessus de la cuvette ; l'expérience était poursuivie, en notant chaque fois la *durée d'apparition* de l'image, jusqu'à ce que cette durée devint anormalement longue, ou jusqu'à ce qu'il devint impossible de faire apparaître l'image du négatif le plus dense ; les images étaient toutes amenées au même degré de contrastes ; dans ces conditions, on constate que le coefficient arithmétique de chaque révélateur (rapport de la durée totale du développement à la durée d'apparition) va constamment en décroissant (de 10 à 4 pour l'un des révélateurs expérimentés). L'auteur a aussi constaté que les révélateurs alcalinisés au carbonate s'épuisent bien moins rapidement que les révélateurs renfermant un alcali caustique. — G. Hache.

Action des iodures solubles sur les plaques photographiques. — **Renwick** (**F.-F.**) [*Photogr., Journ.*, **61** (1921), 12-16] [1]. — L'auteur a déjà indiqué [*Brit. Journ. Photogr.*, **67** (1920), 447-451 ; 463-467] que l'image latente sur plaque au gélatinobromure subsiste après que le bromure d'argent a été transformé en iodure par immersion dans une solution d'un iodure alcalin et que, le nouveau sel étant insensible à la lumière, le développement de l'image latente ainsi immobilisée peut-être effectuée en pleine lumière. De nouvelles expériences lui ont montré qu'une solution concentrée d'iodure de potassium peut fixer une plaque au gélatinobromure ; après élimination par lavage des sels solubles, l'image peut être développée par un « révélateur physique » ; avec une solution à concentration modérée, l'image latente peut encore être développée dans un révélateur extrêmement énergique. L'auteur en donne la composition ainsi que celle du bain d'ioduration. On peut enfin, dans certaines conditions, détruire une image latente et en enregistrer une nouvelle. — G. Hache.

Seuil de la sensibilité et développement physique. — **Lüppo-Cramer** (**H.**) [*Photographische Ind.*, (1921), 797] [1]. — Après avoir soumis la plaque à développer à l'action d'une solution d'iodure alcalin, qui dénude les germes d'argent profonds de l'image latente, le seuil de la sensibilité est resté le même, avec un révélateur physique dont l'auteur donne la composition, que dans le cas du développement chimique dans le révélateur habituel au glycin. — G. Hache.

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.* (Suppl,), **1**, (1921).

Théorie du développement de l'image latente. — **Volmer** (**M.**) [*Zeits. f. Wiss. Phot.*, **20** (1921), 189-198] (1). — L'auteur établit un parallèle entre le développement de l'image latente et le phénomène utilisé par Neogi [*Zeits. f. Anorg. Chem.*, **59** (1908), 213-215] pour l'obtention de miroirs par dépôt de cuivre dans un mélange de liqueur de Fehling et de formol ; ce n'est qu'après que l'on a chauffé un point du verre que le dépôt s'amorce et s'effectue ensuite de proche en proche. Les germes de cuivre peuvent être remplacés par de l'or ou du platine. L'action du formol en solution alcaline est très comparable à celle d'un révélateur et, en présence de germes métalliques son oxydation par l'air est notablement accélérée. Or — et c'est le cas du développement — l'auteur a constaté de même une accélération catalytique de l'oxydation des révélateurs en présence d'argent finement divisé. Ce serait donc non pas sous l'influence de phénomènes de sursaturation, mais par action catalytique des germes d'argent que s'effectuerait le développement.

G. Hache.

Détermination de la vitesse de développement des plaques. — **Watkins** (**A.**) [*Brit. Journ. Photogr.*, **68** (1921), 383-385] (1). — L'auteur rappelle qu'il a le premier signalé la proportionnalité entre le logarithme du rapport des durées de développement à diverses températures et la différence de ces températures et utilisé cette loi expérimentale à la construction d'une règle à calculs et d'un thermomètre de développement. Il précise, dans cet article, le procédé qu'il emploie pour le classement des plaques d'après leurs vitesses de développement, en considérant comme normal un négatif dont le facteur de développement est $\gamma = 0{,}9$.

G. Hache.

Nouveaux modes de virage au sélénium. — **Namias** (**R.**) [*Progr. Foto*, **27** (1920), 284-287] (1). — Compléments à un procédé précédemment décrit par l'auteur concernant la préparation, l'emploi et les propriétés des solutions de sulfoséléniure de sodium. — G. Hache.

Virage aux sulfoséléniures. — **Miliani** (**G.**) [*Progr. Foto*, **28** (1921), 150-152] (1). — Préparation et modes d'emploi des solutions de sulfoséléniure de sodium. — G. Hache.

Sur l'emploi des produits de substitution de la benzoquinone et de ses homologues supérieurs pour le renforcement et le virage des plaques et papiers photographiques. — **Lumière et Seyewetz** [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **9** (1922), 331-333]. — Les conclusions de ce mémoire sont les suivantes : les propriétés de la benzoquinone et de son dérivé sulfonique, d'affaiblir l'image argentique en présence d'acide sulfurique et de la renforcer ou de la virer en présence de bromure ou de chlorure alcalin, est commune à ses dérivés de substitution halogénés, ainsi qu'à la toluquinone. Ce dernier corps seul donne des résultats pratiques utilisables pour le virage des diapositives sur verre et des films cinématographiques. Les naphtoquinones et l'anthraquinone n'ont pas les propriétés de la benzoquinone. — Ed. Salles.

Le lavage en photographie. — **Hickman** (**K.-C.-D.**) et **Spencer** (**D.-A.**) [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **9** (1922), 268-271]. — Renseignements très nets sur les meilleurs moyens de laver les plaques et épreuves. Pour les plaques, le meilleur procédé serait d'immerger six fois successivement chaque plaque dans 200 cm³ d'eau pure (plaques 13 cm × 18 cm) ; le courant d'eau est inutile.

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.*, (suppl.), **1** (1921).

Pour les épreuves sur papier, les auteurs donnent la règle suivante : immerger les épreuves (13 cm × 18 cm) sept fois successivement, pendant 5 minutes chaque fois, dans une cuvette 30 cm × 40 cm, contenant environ 1 l d'eau pour chaque lavage, en agitant pour éviter que les épreuves ne se collent ensemble. Après chaque traitement placer les épreuves les unes sur les autres dans une cuvette 13 cm × 18 cm, l'image tournée vers le fond de la cuvette. Faire écouler l'eau d'égouttage, presser fortement les épreuves avec la main en faisant écouler le liquide exprimé, humecter les épreuves à nouveau avec une petite quantité d'eau, presser entre deux feuilles de papier buvard en les plaçant les unes à côté des autres.

Les auteurs donnent également l'indication de deux appareils pour lavage ; le premier nécessite une trompe, le second comprend un tube d'arrivée d'eau et un siphon, le tube passant à travers le sommet du siphon et l'amorçant. — Ed. Salles.

ÉLECTROCHIMIE

Sur quelques propriétés physiques du bioxyde de plomb. — Palmœr (W.) [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 119-120]. — L'auteur rend compte de mesures précises faites sur du bioxyde de plomb PbO^2 obtenu électrolytiquement à l'état très pur en plaques compactes. Conductibilité électrique par cm^3 : 11,300 à 0° C. (La plus haute valeur donnée antérieurement était 4,350. La conductibilité du mercure est de 10,630 à 0° C.)

Coefficient de température entre 20° et 95° C, environ 0,08 pour 100 par degré, la conductibilité thermique diminuant quand la température s'élève.

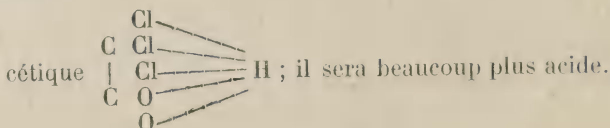
Poids spécifique 9,36 à + 20° C.

Coefficient de dilatation linéaire entre 20° et 150° C, environ 6.10^{-6}.

H. Tscherning.

La nature de la liaison ionogène. — Kauffmann (H.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 238-249]. — L'auteur a repris systématiquement l'étude des substitutions dans les matières colorantes. Dans le triphénylcarbinol, toute substitution en o. ou p. d'un groupe méthoxyle augmente le caractère basique. Il a préparé ainsi des dérivés hexasubstitués qui se dissolvent en violet dans les acides étendus et teignent les fibres animales comme la fuchsine. Pour celle-ci on admet que le caractère basique tient aux groupes NH^2 ; pour ceux-là on admettra qu'il tient aux groupes substitués ; la fonction basique, que Baeyer pensait localisée sur le carbone central doit être considérée comme « décentralisée » et répartie sur les substituants. Les mêmes idées s'appliquent à tous les cations composés. Les emplacements basiques sont les points de départ de lignes de force ; la liaison unique de l'électrolyte doit donc être divisée en autant de liaisons qu'il y a d'emplacements basiques sur le cation. *C'est à cause de cette division que la liaison devient ionogène.*

Le principe s'applique aux anions qui auront des emplacements acides (chargés —). Ex. : l'acide acétique se formulera $CH^3C\begin{smallmatrix}O\\O\end{smallmatrix}\rangle H$ et l'acide trichloracétique



H ; il sera beaucoup plus acide.

Kossel a supposé [*Ann. der Phys.*, **49** (1921), 229] que toutes les combinaisons sont hétéropolaires; les substitutions, qui augmentent la charge du noyau central, augmentent aussi la répulsion de ce noyau pour les atomes d'H, d'où l'ionisation. L'auteur croit plutôt qu'entre les 2 types extrêmes : électrolytes (hétéropolaires) et carbures (homopolaires), il y a tous les intermédiaires. La liaison de Cl serait du 1er type dans KCl, du 2e dans CCl^4 et intermédiaire dans PCl^5.

Si on suppose les liaisons effectuées, conformément aux idées actuelles, par les électrons de valence, on peut formuler autrement les considérations précédentes; la décentralisation en particulier signifie l'affaiblissement du champ électrique des noyaux atomiques. — E. Darmois.

Sur le rôle des ions et des électrons dans les réactions chimiques. — De Hemptinne (M.) [*Ann. Scient. Brux.*, **41** (1921-1922), 81]. — L'étude de la réduction des oxydes métalliques par l'effluve électrique dans une atmosphère d'hydrogène tend à confirmer l'hypothèse d'après laquelle les électrons jouent un rôle prépondérant au point de vue des propriétés chimiques des corps et de la grandeur de leur valence. — C.-E. Brazier.

Influence des substitutions sur quelques réactions chimiques. — Bodforss (S.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 40-53]. — L'auteur a étudié récemment l'action de certaines aldéhydes R.CHO sur la bromacétophénone $C^6H^5.CO.CH^2Br$. Les aldéhydes se classent en 2 groupes : celles qui réagissent en donnant une glycide $C^6H^5.CO.\underbrace{CH—CH}_{O}—R$ et celles qui ne réagissent pas. Cette étude met nettement en évidence l'influence de la nature du radical R sur la réactivité de l'aldéhyde, c'est-à-dire la solidité de la liaison aldéhydique $C = O$.

L'auteur cherche à montrer que les mêmes substitutions doivent avoir un effet sur la réactivité de l'acide correspondant $R.C\begin{smallmatrix}/OH\\ \backslash O\end{smallmatrix}$.

1° Il étudie la constante de dissociation (selon Ostwald). Des mesures de conductibilité sont effectuées pour de nouveaux acides : 3 bromoanisique — 3 nitroanisique — m. nitrocinnamique — pipéronylique. Les constantes des autres acides son empruntées à la littérature. Tous les acides correspondant aux aldéhydes réagissantes sont plus forts que ceux qui proviennent des aldéhydes inactives.

2° On détermine par des mesures de forces électromotrices l'affinité (énergie libre) dans la formation du sel d'argent des acides. La force électromotrice mesurée est celle de la chaîne.



$$Ag \mid AgAc_{solide} \mid HAc_{solide} \mid H^2 \qquad (Ac - \text{radical acide}).$$

Quand l'acide est réduit par l'hydrogène, on utilise l'électrode à quinhydrone.

Les mesures portent sur les acides : 5. nitrosalicylique — salicylique — m. nitrobenzoïque — 3. nitroanisique — anisique — m. nitrocinnamique — o. chlorobenzoïque — benzoïque — p. nitrobenzoïque — 3. bromoanisique — pipéronylique.

Un tableau des valeurs de la force électromotrice π et de l'affinité $A = 0{,}2387 \times 96500\,\pi$ permet de comparer les acides; l'affinité croît dans l'ordre ci-dessus. En gros, l'affinité *décroît* quand la constante de dissociation augmente.

E. Darmois.

L'adsorption d'ions. — **Mukherjee (J.-N.)** [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 321-346]. — Exposé critique des théories de l'adsorption des ions : adsorption par un précipité ; variation de la densité de la charge électrique due à l'adsorption des ions avec la concentration de l'électrolyte ; action des acides et des alcalis ; théories sur les échanges d'ions ; rôle des forces électrostatiques dans l'adsorption des ions ; relation avec la perméabilité des membranes et l'osmose négative. — R. Fortrat.

Hydratation des ions. — **Aschkenasi (S.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 58-59]. — Remarques à propos de la théorie de Fajans [*Naturwiss* (1921), 729] sur l'hydratation des ions. D'après cet auteur les hydrates d'ions ne sont pas de véritables complexes moléculaires, mais résultent d'une attraction que l'ion exerce sur la molécule bipolaire après l'avoir orientée. Cette hypothèse permet certainement d'expliquer les anomalies à la loi de dilution d'Ostwald. il serait intéressant de rechercher si elle permet également d'interpréter les écarts à la loi de Raoult sur l'abaissement de la tension de vapeur. — P. Job.

Hydrates de molécules et hydrates d'ions. — **Fricke (R.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 161-181]. — Article suivi d'une importante bibliographie, où l'auteur passe en revue les travaux expérimentaux et théoriques relatifs à cette question. — P. Job.

Solubilité du chlorure d'argent dans les solutions étendues de chlorures, existence d'ions complexes chloroargentiques. — **Forbes (G.-S.) et Cole (H.-J.)** [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 43 (1921), 2 492-2 497]. — On ajoute une solution millinormale d'azotate d'argent à la solution de chlore jusqu'à apparition d'un louche que l'on observe avec un dispositif spécial. A 25° C la solubilité est minimum pour une solution 0,0025 *n* de chlorure. Il semble que les ions chloroargentiques aient en solution diluée la formule $[AgCl^{2-}]$. Enfin les résultats sont tous différents de ceux qu'ont obtenus Richard et Wells en présence d'un excès de AgCl précipité. — P. Job.

Vitesse de réaction en solution concentrée et mécanisme de l'inversion du sucre. — **Scatchard (G.)** [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 43 (1921), 2387-2406]. — Pour expliquer les anomalies de cette réaction au point de vue cinétique (la vitesse n'est pas proportionnelle à la concentration en ion H et dépend de la concentration en sucre), on peut supposer que les vitesses de réaction sont proportionnelles, non aux concentrations, mais aux activités des constituants. L'activité de l'eau peut se calculer à partir des mesures de tension de vapeur. On trouve ainsi que, par rapport à l'eau, la réaction est du sixième ordre. On trouve également que la concentration des ions H augmente avec la concentration en sucre ce qui explique la seconde anomalie. — P. Job.

Equilibre dans les mélanges d'électrolytes binaires. — **Krauss (A.-C.)** [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 43 (1921), 2 507-2 514]. — Relation entre les concentrations des ions et des molécules entières dans le cas de deux électrolytes binaires ayant un ion commun. Application aux mélanges de HCl et NaCl. — P. Job.

Loi d'équilibre des électrolytes. — **Jablezynski (K.) et Wisniewski (F.-J.)** [*Roczniki Chem.*, 1 (1921), 116-134]. — Les auteurs ont énoncé la loi de dilution $\frac{n^{4/3}}{n_0} = k$ (?). Ils calculent k pour les chlorures de K, Na et Li, à partir des données

cryoscopiques. k ne reste constant que pour KCl, mais on peut retrouver la constance de k en supposant que les ions sont hydratés, c'est ainsi que Na^+ se combine à H^2O, Li^+ à $11H^2O$, H^+ à 9 molécules d'eau (calculé à partir de HCl). Les données relatives à l'ébullioscopie montrent que les ions sont plus hydratés à 100° qu'à 0° C. Enfin la constante d'équilibre des sels dans l'eau est proportionnelle à la constante diélectrique du solvant. — P. Job.

Equilibre des ions dans les solutions d'électrolytes forts. — **Stearn (A.-E.)** [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **44** (1922), 670-678]. — Dans un mélange de chlorure de sodium et de potassium en solution assez concentrée, on peut envisager des réactions telles que les suivantes :



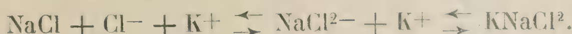
$$KCl \rightleftarrows K^+ + Cl^-$$



$$NaCl \rightleftarrows Na^+ + Cl^-$$



$$KCl + Cl^- + Na^+ \leftrightarrows KCl^{2-} + Na^+ \leftrightarrows NaKCl^2$$



$$NaCl + Cl^- + K^+ \leftrightarrows NaCl^{2-} + K^+ \leftrightarrows KNaCl^2.$$

Ces réactions, en réduisant le nombre des ions présents, auront pour effet de réduire la conductibilité. L'action sur la chaleur de dilution avait déjà été montrée par l'auteur dans le même journal [**42** (1920), **18**; 32] et l'action sur les coefficients de dilatation avait été étudiée par Bender [*Wied. Ann.*, **27** (1884), 179]. — Dans le présent travail l'auteur a mesuré la conductibilité, la densité de la viscosité de solutions concentrées (0,1 à 4 fois normales) des sels halogènes de sodium et de potassium et de leurs sels doubles. Ces sels purs et anhydres étaient dissous dans de l'eau pure dont la résistivité était 1 megohm environ. La différence entre les valeurs calculées et mesurées de la conductibilité moléculaire va en croissant avec la concentration totale, et avec le rapport $\frac{Na}{K}$, sans que les variations de viscosité puissent rendre compte de ces variations. L'effet décroît lorsqu'on passe du chlore au brome, puis à l'iode. — F. Wolfers.

Sur la validité de la loi d'action de masses pour les équilibres ioniques. — **Brönsted (J.-N.) et Pedersen (K.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **103** (1922), 307-315]. — La loi d'action de masses ne s'applique pas aux solutions électrolytiques et surtout à celles où la réaction modifie les charges des ions. L'un des auteurs a récemment montré que ce fait est une conséquence de la variation des coefficients d'activité des ions avec la concentration du sel. On sait également que, si l'on utilise une solution saline concentrée comme solvant, les lois des gaz s'appliquent; il est donc probable que la loi d'action de masses s'appliquera aussi. Le présent travail est un essai de vérification de ces idées.

La réaction étudiée est celle de KI sur $FeCl^3$, conduisant à l'équilibre



$$2\,Fe^{+++} + 2\,I^- \rightleftarrows 2\,Fe^{++} + I^2; \qquad (1)$$

cet équilibre présente un gros « effet de sel ». On doit avoir

$$\frac{C^2_{Fe^{++}}\,C_{I^2}}{C^2_{Fe^{+++}}\,C^2_{I^-}} = k\,\frac{f_3^2\,f_1^2}{f_2^2\,f_0} = K_c,$$

où les (f) ont leur signification habituelle. K_c doit varier avec la concentration totale en ions et rester constant pour les solutions ci-dessus.

Les expériences sont faites sur des solutions de $FeCl^3$ et KI dans un mélange de KCl (1,65 mol.) et HCl (0,1 mol.); les solutions sont saturées de CO^2, on opère dans une atmosphère de CO^2 à 25°C. L'hydrolyse des sels ferriques est nulle dans ces conditions. On tient compte de la formation d'ions I^3-; un appareil spécial permettant l'étude de la solubilité de l'iode dans KCl + HCl est décrit; la constante de l'équilibre $I^3- \rightleftarrows I^2 + I-$ est, dans la même solution que ci-dessus, $L = \frac{C_{I-} C_{I^2}}{C_{I_3-}} = 0{,}00611$ à 25°C. On s'assure que l'équilibre (1) est établi (1 à 3 jours) et l'on titre l'iode par $S^2O^3Na^2$. La concentration initiale en $I-$ variant de 0,0025 à 0,025, la quantité $K = \frac{C_0 C_{I^2}^{\frac{1}{2}}}{C_i C_{I-}}$ est très constante (moyenne 21,1) : C_0, concentration d'équilibre du sel ferreux; C_i, du sel ferrique. La loi d'action des masses sous sa forme classique (concentrations) s'applique donc aux solutions étudiées.

Brönsted répond en même temps à quelques objections récentes d'Arrhénius [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **100** (1922), 26] contre la nouvelle théorie des électrolytes forts. — E. Darmois.

Sur les équilibres de dissociation et d'hydrolyse dans les solutions de carbonates et de borates. — Menzel (H.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **100** (1922), 276-315]. — Mesures de la concentration en ions $H+$ par électrométrie et colorimétrie (avec quelques modifications des méthodes générales de mesure).

On opère sur les solutions suivantes :

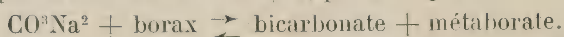
CO^3Na^2 (0,005 mol. à 0,2 mol. : litre); C_{H+} connu donne C_{OH-}, puis le degré d'hydrolyse (rapport C_{OH-} à la concentration totale en CO^3Na^2); il varie de 0,106 à 0,011. On calcule à l'aide de formules dues à Auerbach la 2e constante de dissociation de CO^3H^2; elle est de l'ordre de 7.10^{-11}.

Mélanges CO^3Na^2 — CO^3NaH. — L'exposant de H varie d'une façon régulière avec le titre; en calculant la constante de dissociation, on trouve $6{,}2.10^{-11}$.

La constante d'hydrolyse est $1{,}03.10^{-4}$.

Métaborate de Na *et mélange borax-métaborate.* — On en tire la constante de dissociation de l'acide borique : $5{,}7.10^{-10}$ (à 18° C).

Enfin des équilibres divers sont étudiés, par exemple :



$$CO^3Na^2 + \text{borax} \rightleftarrows \text{bicarbonate} + \text{métaborate}.$$

E. Darmois.

Sur la dissociation de H^2S, Na^2S et NaSH en solution aqueuse. — Jellinek (K.) et Czerwinski (J.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 438-479]. — Mesures d'abaissement cryoscopique, de conductibilité électrique et de force électromotrice des solutions aqueuses de Na^2S (0,05 à 2 mol. : l), de NaSH (0,01 à 2 mol. : l).

Pour la cryoscopie et la conductibilité, on emploie les méthodes classiques. La force électromotrice est celle d'une chaîne du genre



Ag | solution de Na^2S saturée de Ag^2S | électrode normale

elle est mesurée par la méthode d'opposition.

En solution a lieu l'équilibre $Na^2S + HOH \rightleftarrows NaSH + NaOH$, avec dissociation électrolytique des divers constituants faisant apparaître les ions Na^+, H^+, OH^-, NaS^-, HS^- et S^{--}. En tout 9 concentrations inconnues. La loi d'action de masses appliquée aux diverses dissociations fournit 6 relations introduisant des constantes k_{NaOH}, k_{NaSH}, $k^{II}_{H^2S}$, etc... L'hydrolyse, l'électroneutralité, l'analyse du soufre (par l'iode), l'abaissement cryoscopique donnent 4 autres relations, soit 10 en tout pour les 9 concentrations et $k^{II}_{H^2S}$. On déduit les autres constantes d'équilibre de mesures ou d'hypothèses. Ex. : k_{NaSH} des mesures de Baisfield et Lowry (1904), k_{NaSH} de celles des auteurs; un raisonnement basé sur les conceptions de Kossel permet de poser $k^{I}_{Na^2S} = k_{NaSH}$ et $k^{II}_{Na^2S} = \frac{1}{2} k^{I}_{Na^2S}$. Enfin les mesures cryoscopiques utilisent des concentrations si grandes que la formule de Raoult ne leur est plus applicable; on admet que l'abaissement moléculaire aux diverses concentrations suit la même loi que pour le lévulose (Abegg).

Le calcul des concentrations est fait par approximations successives. Un tableau donne ces concentrations pour les solutions de Na^2S renfermant de 0,1 à 2,85 équiv. : litre à 0° C. Le degré d'hydrolyse de Na^2S dans les mêmes limites de concentration et la 2e constante de dissociation de H^2S sont donnés également; $k^{II}_{H^2S}$ oscille de 1,7 à $3,5 . 10^{-15}$. La première constante est estimée à $1 . 10^{-7}$ (à 0° C).

Des mesures de conductibilité de NaSH, on déduit les mobilités des ions SH^-, S^{--} etc... En admettant pour Na^+ à 0°, 18° et 25° C respectivement 25; 43,5 et 51, on trouve ainsi à

	l_{SH^-}	l_{NaS^-}	$l_{S^{--}}$
0° C	42,5	70	115
18° C	56,5	109	175
25° C	64,0	124	197

Les 2 constantes de dissociation de H^2S sont très différentes; on en déduit une constitution très dissymétrique pour la molécule H^2S. On peut admettre, par exemple, qu'un des atomes d'H est extérieur à l'atome de S et l'autre intérieur.

Les mesures de forces électromotrices dans NaSH fournissent un contrôle des produits de solubilité de Ag^2S, CuS et PbS aux 3 températures étudiées. Les valeurs concordent pour Ag^2S avec celles déjà connues. CuS et surtout PbS semblent plus solubles dans NaSH; les auteurs admettent dans ce dernier cas l'existence d'une nouvelle modification de PbS. — E. Darmois.

Contribution à la cinétique chimique de l'acide perchlorique et de ses sels. — Bredig (G.) et Michel (J.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **100** (1922), 124-138]. — Etude cinétique de l'oxydation des composés inférieurs du titane, du chrome et du molybdène, signalée par Rothmund (1909). On emploie comme oxydants ClO^4H et divers perchlorates en solution sulfurique ou chlorhydrique.

Pour le *titane*, l'ordre de la réaction est l'unité, par rapport à Ti et ClO^4. La vitesse croît proportionnellement à la concentration du perchlorate (de 0,05 à

0,80 mol. : l. L'acide ClO^4H est le plus actif ; les perchlorates se rangent ensuite dans l'ordre de leur dissociation électrolytique. La concentration de l'acide étranger intervient d'une façon compliquée ; la vitesse augmente rapidement quand la concentration dépasse une certaine valeur. Une augmentation de température de 10° C multiplie la vitesse par 3.

Ces résultats sont en contradiction avec la formule admise :



$$8\,TiCl^3 + 7\,HCl + HClO^4 = 8\,TiCl^4 + 4\,H^2O.$$

Le processus primaire est probablement une réaction d'ions conduisant, soit à un ion Ti pentavalent, soit à un ion ClO^4 divalent.

Pour le *chrome* la vitesse est en moyenne 1 300 fois moindre ($CrCl^2$).

Pour le *molybdène* les résultats ne sont réguliers qu'avec les sels oranges qui donnent une vitesse 40 000 fois plus faible que celle de Ti. — E. Darmois.

Le mécanisme de la réduction du permanganate et ses fondements physico-chimiques. — III. La réaction manganate-acide formique. — Holluta (J.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 32-39]. — La réduction du permanganate par les formiates en solution alcaline a lieu avec formation intermédiaire de manganates (Skrabal et Preiss, 1906) ; les résultats expérimentaux de S. et P. prennent une signification nouvelle si on tient compte d'une remarque déjà faite par l'auteur pour le calcul des vitesses de réaction. On trouve alors que la transformation en manganate, très rapide, est suivie d'une réaction beaucoup plus lente, qui semble être du premier ordre.

L'auteur étudie directement l'action de HCO^2- sur MnO^4-- en présence de $OH-$ à différentes concentrations. L'ordre de la réaction, déterminé directement est 1,8. Le coefficient K_2 est assez convenablement constant dans des conditions données. A quelques perturbations près, la réaction serait



$$MnO^4-- + HCO^2- + 2\,H^2O = Mn\,(OH)^4 + CO^3-- + OH-.$$

E. Darmois.

Contribution à l'étude de l'acide formique. — I. Détermination gravimétrique. — Auerbach (F.) et Zeglin (H.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **103** (1922), 161-177]. — Mise au point de la méthode de dosage dite au sublimé. — E. Darmois.

Contribution à l'étude de l'acide formique. — II. Dissociation électrolytique. — Auerbach (F.) et Zeglin (H.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **103** (1922), 178-199]. — Ostwald (1889), Arrhénius (1890), Jahn (1895 et Fanjung (1894) ont déterminé la constante de dissociation de l'acide formique ; elle est de l'ordre de 2.10^{-4} et diminue quand la dilution augmente ; ces auteurs attribuent en général cette diminution à une destruction de l'acide aux électrodes platinées. Ostwald et Jahn ont également étudié la conductibilité du formiate de Na. Les auteurs ont repris toutes ces mesures par la méthode de Kohlrausch.

1. Le formiate de soude (Kahlbaum puriss.) a été étudié à 18°C aux dilutions 8 à 1 024. La conductibilité mesurée décroît avec le temps, surtout en solutions étendues ; les auteurs ont montré que le formiate était oxydé (avec formation de bicarbonate) par l'oxygène occlus dans le noir de platine. On élimine cet oxygène avant les mesures en traitant les électrodes par l'hydrogène ; un léger courant de ce gaz continue à passer durant les mesures. On obtient ainsi des valeurs constantes. La conductibilité moléculaire limite extrapolée (par la formule $\sqrt{c}$) est 91,

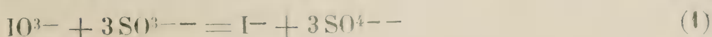
ce qui donne 47,5 pour l'ion HCO^2 et 362,5 pour la conductibilité limite de l'acide formique.

2. L'acide formique est également oxydé aux électrodes; le même traitement supprime cette complication. L'acide est étudié à 18°C aux dilutions 4 à 1 024; la constante de dissociation (selon Ostwald) varie de 2,05 à $1,91\ 10^{-4}$. Les auteurs s'assurent par un calcul d'erreurs que cette variation est systématique. L'acide serait ainsi de force moyenne. La formule $\log \frac{\alpha^2}{1-\alpha} = -0,9853 \log c - 3,681$ rend compte des variations du degré de dissociation avec la concentration. Une table donne, pour les concentrations rondes, les valeurs de α, k et c_{H^+}.

Enfin, en appliquant les idées de Ghosh, on calcule, pour chaque concentration la proportion des 2 formes polaire et non polaire de l'acide formique.

E. Darmois.

Sur quelques réactions analogues à celle de Landolt. — Eggert (J.) et Scharnow (B.) [*Zeits. f. Elektroch.*, 27 (1921), 455-470]. — On sait que dans la réduction de l'ion iodique par l'ion sulfureux en solution acide étendue, l'iode libre n'apparaît qu'au bout d'un temps bien déterminé. On explique ce phénomène, en supposant que les trois réactions suivantes se produisent successivement.



$$IO^{3-} + 3SO^{3--} = I^- + 3SO^{4--} \quad (1)$$



$$IO^{3-} + 5I^- + 6H^+ = 3H^2O + 3I^2 \quad (2)$$



$$I^2 + SO^{3--} + H^2O = SO^{4--} + 2I^- + 2H^+. \quad (3)$$

La réaction 3 étant beaucoup plus rapide que la réaction 2, l'iode n'apparaît qu'après disparition de tous les ions sulfureux. On peut calculer le temps nécessaire à cette disparition et l'on trouve, conformément à l'expérience, qu'il est indépendant de la concentration en SO^3 et inversement proportionnel à la concentration en IO^3.

L'auteur a étudié des réactions analogues dans le cas de



$$S^2O^{3--} \qquad FeCy^{6----} \qquad AsO^{3---} \qquad \text{et} \qquad NH^3OH.$$

S^2O^3 se comporte comme SO^3.

Dans le cas des ferrocyanures et des arsénites la réaction (3) devient à partir d'une certaine concentration plus lente que (2) et l'iode apparaît avant la disparition du réducteur. On peut calculer le temps nécessaire à cet effet, il est encore indépendant de la concentration en réducteur et inversement proportionnel à la concentration en IO^3.

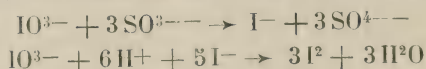
Dans le cas de l'ion arsénieux la constante de vitesse de la réaction (2) est 8000 fois plus rapide que celle de (1), aussi l'action catalytique des ions I^- est-elle très marquée. (0,01 p. 100 d'IK accélère la réaction de 20 p. 100).

Enfin dans le cas du chlorhydrate d'hydroxylamine la réaction (2) est dès le début plus rapide que la réaction 3 si bien que l'effet Landolt disparaît et que l'iode donne la coloration bleue avec l'empois d'amidon dès que la concentration des ions I produits par la réaction (3) est suffisante (10^{-6} g par litre). — P. Job.

La réaction de Landolt. Expérience de cours pour la démonstration des lois fondamentales de la cinétique chimique. Questions générales de cinétique chimique. — Skrabal (A.) [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 224-244]. — D'après l'auteur, cette réaction (d'un bisulfite sur un iodate en milieu acide) se

prête parfaitement à des expériences de cours, à condition d'opérer en présence d'un excès d'iodure.

D'autre part, l'auteur a étudié les vitesses des deux réactions partielles



$$IO^{3-} + 3\,SO^{3--} \rightarrow I^- + 3\,SO^{4--}$$
$$IO^{3-} + 6\,H^+ + 5\,I^- \rightarrow 3\,I^2 + 3\,H^2O$$

dont les équations de vitesse sont respectivement :

$$-\frac{d(IO^{3-})}{dt} = K_1\,[IO^{3-}]\,[SO^{3--}]\,[H^+]$$
$$-\frac{d(IO^{3-})}{dt} = K_2\,[IO^{3-}]\,[I^-]^2\,[H^+]^2$$

Les deux constantes de vitesse sont effectivement constantes dans de larges limites de concentration. Cependant, pour des vitesses assez grandes, la constante K_2 diminue sensiblement. D'une manière générale, plus la vitesse de réaction est élevée, moins elle est sensible aux variations des différents paramètres (concentration, température, nature du milieu, catalyse, photolyse, etc.) Enfin, pour des vitesses faibles, il se produit des composés plus stables que pour les grandes vitesses. Il semble que, dans chaque cas, il se produise une sorte « d'autorégulation » de la vitesse de réaction. — P. Job.

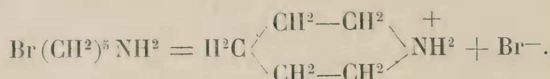
Cinétique des réactions où un atome d'halogène passe de la sphère d'action intérieure à la sphère extérieure. — Freundlich (H.) et Bartels (R.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **101** (1922), 177-184]. — Il s'agit des réactions du type



$$[Cr(NH^3)^5\,Cl]^{++} + H^2O = [Cr(NH^3)^5\,H^2O]^{+++} + Cl^-$$

Leur vitesse, mesurée en suivant le pouvoir coagulant de la solution pour As^2S^3, croît quand on passe du dérivé chloré au dérivé iodé ; elle augmente de plus de 1000 fois sa valeur. Les réactions sont nettement monomoléculaires.

Résultats analogues pour les composés du genre



$$Br(CH^2)^5NH^2 = H^2C\begin{cases} CH^2-CH^2 \\ CH^2-CH^2 \end{cases}\overset{+}{NH^2} + Br^-.$$

La réaction est très sensible à la température ; la vitesse est multipliée par 4 pour une augmentation de 10°C. — E. Darmois.

Energie du réseau et travail d'ionisation des combinaisons inorganiques. — 4ᵉ communication sur les propriétés des ions. — Grimm (H.-G.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 113-140]. — Travail d'ensemble destiné à réunir les matériaux de la communication suivante.

Les travaux de Born, Fajans et F. Haber ont permis de condenser en un diagramme (cycle de Born) les diverses transformations d'un composé binaire (formation à l'état gazeux, condensation, cristallisation et leurs inverses). Les différentes chaleurs de transformation à considérer sont : Q, chaleur de formation ; U, énergie du réseau ; U_1, travail d'ionisation à l'état gazeux ; L, chaleur de dissolution, etc... Certaines de ces quantités sont connues par des mesures thermochimiques (Q et L) ; Foote et Mohler, puis Knipping [*Zeits. f. Phys.*, **7** (1921), 328] ont mesuré U_1 pour HCl, HBr, HI, HCN (ionisation par choc) ; les chaleurs de sublimation et d'ionisation sont mal connues.

L'auteur montre qu'on peut actuellement calculer ou au moins estimer les *différences* ΔU pour des substances ayant un ion commun, l'autre étant variable. Le calcul se fait en deux temps : 1° calcul de la différence $D - E$ entre la chaleur de dissociation et l'affinité électronique pour un élément donné (Cl, etc...), de la différence des chaleurs de formation ; 2° une formule déduite du diagramme de Born donne ΔU.

La méthode est appliquée aux anions { F Cl Br I CN monovalents / O S Se Te divalents

et aux cations { H Li Na K Rb Cs Cu Ag Hg Tl monovalents / Mg Ca Sr Ba Zn Cd Hg Pb divalents.

Des tables condensent les résultats pour 100 composés environ.

Born et Gerlach ont calculé l'énergie du réseau de NaI en utilisant l'affinité électronique de I (59,2 cal. kg). On aurait $U_{NaI} = 178$ cal. kg. Cette valeur étant admise, les ΔU donnent alors les *U en valeur absolue*. Des tables indiquent les valeurs de U; les ions y sont rangés par charge et rayons croissants. Une autre table donne les valeurs approximatives du travail d'ionisation.

Les valeurs ainsi calculées sont comparées aux valeurs théoriques déduites de la théorie de Born et Landé [*Deutsch. Phys. Ges.*, 20 (1918), 202-210]; la formule $U = \frac{n-1}{n} \cdot \frac{k'}{r}$, où n est l'exposant de $\frac{1}{r}$ dans le potentiel de répulsion, donne des valeurs trop faibles de 10 pour 100 environ pour *tous* les composés halogénés. Il y aurait, au contraire, concordance si la loi de Coulomb seule s'appliquait $\left(\frac{n-1}{n} = \frac{8}{9}\right)$.

E. Darmois.

Relations entre les chaleurs de formation, l'énergie du réseau et les propriétés des ions. — 5e communication sur les propriétés des ions. — Grimm (H.-G.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 102 (1922), 141-168]. — Dans les mémoires précédents, l'auteur a considéré comme facteurs principaux de l'action électrostatique entre ions d'un cristal : 1° la charge ; 2° le rayon ; 3° la structure, particulièrement celle de l'ensemble des électrons extérieurs. Il a montré par exemple que des inégalités concernant les valeurs de certaines propriétés (distance réticulaire, point d'ébullition, etc..,) correspondaient à des inégalités analogues dans les rayons des ions. Dans un travail sur « l'isomorphisme et la structure des ions » [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 75], il a fait voir le rapport intime entre la gradation des rayons et la miscibilité. On utilise dans le présent mémoire les résultats du mémoire précédent et on recherche des régularités du même ordre dans les énergies de formation du réseau et les chaleurs de formation.

I. *Energie du réseau.* — Elle est en relation étroite avec les 3 propriétés ci-dessus ; mêmes résultats pour le travail d'ionisation de la substance gazeuse.

a) Influence du rayon de l'ion. — L'énergie du réseau décroît quand on compare des anions ou cations de même structure extérieure et de rayons croissants. On retrouve dans les énergies la gradation caractéristique des rayons.

b) Structure. — Les combinaisons dont les cations ont 18 électrons extérieurs ont des énergies beaucoup plus grandes que celles des cations à 8 électrons de la même période.

Les halogénures de cations ayant 18 à 20 électrons extérieurs (Cu, Tl) ont des énergies qui dépendent moins du rayon de l'halogène que ceux à 8 électrons.

On a constamment $U_{H^+} > U_{Li^+} > U_{Na^+}$ (respectivement 0, 2, 8 électrons extérieurs).

c) *Charge.* — Entre les travaux d'ionisation des différents halogénures, on a des inégalités du genre

$$\frac{U_{(Si\,X'^4)} - U_{(Si\,X''^4)}}{4} > \frac{U_{(Al\,X''^3)} - U_{(Al\,X'^3)}}{3} > U_{(Na\,X')} - U_{(Na\,X'')}$$

où X′ et X″ sont deux halogènes. Ce résultat peut être prévu théoriquement en supposant une structure hétéropolaire aux composés étudiés; on trouve ainsi que le travail d'ionisation par molécule est de la forme $\frac{\alpha}{\sqrt{a}}$, où α dépend du cation et a est le rayon de l'anion, d'où les inégalités qui dérivent de celles des rayons.

Les dérivés halogénés de C font exception; on ne peut les rattacher de cette manière au noyau d'He. L'auteur en déduit qu'ils n'ont pas la constitution hétéropolaire.

II. *Chaleurs de formation.* — On étudie leurs régularités à l'intérieur d'un groupe puis d'une période, du système périodique. L'emploi du diagramme de Born permet de les scinder en 3 parties : chaleur de sublimation, travail d'ionisation, énergie du réseau. Chacune de ces 3 quantités dépendant des propriété des ions, on peut, par leur somme, reconstituer les chaleurs de formation et prévoir les régularités et les exceptions aux règles. On interprète de la même façon la périodicité des chaleurs de formation des oxydes et chlorures dans le voisinage des maxima et minima. — E. DARMOIS.

Les chaleurs de neutralisation des hydrates de potassium, sodium et lithium, par les acides chlohydrique, bromhydrique, iodhydrique et azotique, en fonction de la concentration — Richards (T.-W.) et Rowe (A. W.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 44 (1922), 684-707]. — Important ensemble de mesures soignées. — Connaissant les chaleurs de dilution, les auteurs trouvent par extrapolation que la chaleur de formation de l'eau à partir de ses ions, à 20° C, doit être comprise entre 13,69 et 13,62 calories. — F. WOLFERS.

Relation entre la concentration de l'ion hydrogène dans le sol et la distribution des plantes. — Fisher (E.-A.) [*Nat.* 108 (1921), 306]. — Remarques de l'auteur au sujet d'une communication de W.-R.-G. Atkin. — L. BRÜNINGHAUS.

Sur la concentration des ions hydrogène dans quelques eaux naturelles. — Saunders (J.-T.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 20 (1921), 350-351]. — La concentration des ions hydrogène est sensiblement constante pour des eaux naturelles de provenances différentes. Après un certain parcours à la surface de la terre, la concentration augmente et tend vers une limite. Pour l'eau stagnante, elle varie suivant la végétation. — TH. ARON.

Condition des électrolytes dans le sang — Neuhausen (B.-S.) [*Nat.*, 110 (1922), 8-9]. — L'auteur s'est proposé de déterminer par une méthode directe si les sels présents dans le sang sont ionisés au même degré que dans les solutions aqueuses de même concentration et si les ions sont absorbés par la protéine. On avait déjà essayé de résoudre ce problème par des méthodes indirectes (dialyse,

filtration). L'auteur mesure la force électromotrice du système formé par le sérum, ou le plasma, et une électrode auxiliaire convenablement choisie. Le résultat est que, en ce qui concerne le chlorure de sodium, les ions Na^+ et Cl^- existent dans le sang dans la même proportion que dans une solution aqueuse équivalente. Le chlore et le sodium du sang y existent donc à l'état libre, comme dans une solution aqueuse. — L. Brüninghaus.

Réactions en milieu de sels fondus. II. Etudes sur la solvolyse. — **Hicks (J.-F.-G.) et Craig (W.-A.)** [*Journ. of Phys. Chem.*, 26 (5922), 563-576]. Les chromates de Pb, Ag, Ba subissent en milieu de nitrate alcalin fondu une décomposition qui rappelle l'hydrolyse en milieu aqueux, l'équilibre est atteint au bout de 100 minutes environ. — P. Job.

Sur la diffusion dans un champ électrique. — Sano (S.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 107-108]. — L'auteur étudie quelques propriétés des coefficients d'une formule théorique générale qu'il a donnée précédemment (1). Cette formule fait dépendre la diffusion d'un constituant, non seulement de la variation de la concentration de ce constituant, mais encore des variations de concentration des autres constituants; elle fait dépendre la différence de potentiel entre deux points d'une solution électrolytique, non seulement de la différence de concentration des ions électrolytiques, mais encore de celle des autres constituants. — G. Bruhat.

Sur les effets d'électrodes de mercure dans les mesures de résistance d'électrolytes. — **Hagenbach (A.) et Percy (R.)** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 4 (1922), 247-249]. — Etude des variations de résistance d'un électrolyte en fonction de la tension quand on emploie des électrodes de mercure et des tensions de diverses fréquences. Pour $ZnCl^2$, on a trouvé une augmentation de la résistance quand la tension diminue, augmentation qui est d'autant moins marquée que la fréquence est plus élevée; si on ajoute 1 pour 100 de Zn au mercure, la polarisation est diminuée ainsi que la résistance. Avec les sels suivants : $BaCl^2$, NaCl, KCl, NaBr et KI, la résistance présente un maximum pour une certaine tension, d'ailleurs fonction de la fréquence. Ce phénomène est difficile à interpréter. — L. de Broglie.

Conductibilité des solutions concentrées de Na et K dans l'ammoniac liquide. — **Krauss (C.-A.) et Lucasse (W.-W.)** [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 43 (1921), 2529-2539]. — Mesure des conductibilités au point d'ébullition pour des concentrations variant de la concentration normale à la saturation. Les conductibilités spécifiques augmentent considérablement avec la concentration pour atteindre la moitié de celle du mercure à la saturation. Les conductibilités équivalentes sont du même ordre que la conductibilité atomique du Sr ou du Fe. Le véhicule des charges négatives, de dimensions subatomiques, est le même pour tous les métaux. — P. Job.

Sur les courbes (λ, V) pour les solutions non aqueuses d'électrolytes binaires. — **Walden (P.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 100 (1922), 512-531]. — L'auteur rappelle quelques résultats relatifs à la conductibilité en solution non aqueuse; on la suppose souvent encore plus faible que celle en solution aqueuse, à cause de la faible constante diélectrique des solvants. C'est inexact. KI dissous dans l'aldéhyde, NH^3 liquide, HCN, etc..., possède une conductibilité moléculaire beaucoup plus grande que dans l'eau. Elle dépend en effet, en outre de la constante diélectrique,

(1) [*Phys. Zeits.*, 7 (1906), 318. — *Proc. Math. Phys. Soc. Tokyo*, 2 (1906), 465].

de la viscosité, de la dilution, de la solvatation des ions, etc... Tout cet ensemble détermine l'allure de la courbe $\lambda = f(V)$ qui, en général, présente des anomalies.

Exemple : KI dans SO^2 liquide. La courbe possède à 0° C un maximum et un minimum très nets ; de même dans d'autres dissolvants.

L'auteur vérifie que le minimum de conductibilité se produit, dans un dissolvant de constante diélectrique ε à la dilution V telle que $\varepsilon \sqrt[3]{V} = C^{te}$.

La constante est d'ailleurs presque la même pour tous les électrolytes étudiés : 38 pour $N(C^5H^{11})^4I$, 35 pour KI, 33 pour $AgNO^3$ (14 dissolvants dans ce cas).

2° Les mesures faites sur les sels d'ammonium substitués ne confirment pas les vues de Hantzsch sur l'existence de sels vrais et de pseudo-sels.

3. La loi indiquée ci-dessus concorde avec une autre régularité $x \varepsilon \sqrt[3]{V} = 36$, où x désigne le degré d'association de l'électrolyte. Celui-ci posséderait au minimum de conductibilité son poids moléculaire normal. — E. Darmois.

Comment trouver la valeur de la conductibilité limite d'un électrolyte fort ? — Lorenz (C.-R.) [*Zeits. f. Anorg. und Allg. Chem.*, **118**, (1921), 209]. — Méthode basée sur la théorie de P. Hertz [*Ann. der Phys.*, **37** (1912), 37] et permettant d'obtenir, à partir de mesures de conductibilités d'une solution d'un électrolyte fort à diverses concentrations, la valeur de la conductibilité limite (un papier transparent joint au mémoire rend la construction graphique très facile). — P. Job.

Variations de conductibilité des électrolytes solides. — Vaillant (P.) [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 87-100].

Sur la validité de la loi d'Ohm pour les électrolytes soumis à des champs très intenses. — Wien (M.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 399-403]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands, Leipzig, 17-24 septembre 1922. Pour obtenir un potentiel très élevé, sans que le passage du courant provoque un échauffement trop intense, l'auteur emploie la décharge d'un condensateur. La résistance est constituée par une cuve à électrolyse dans laquelle les électrodes sont séparées par une plaque d'ébonite d'un millimètre d'épaisseur, percée de plusieurs centaines de trous de 0,3 millimètre de diamètre ; la décharge est périodique, avec un décrément voisin de π. L'intensité du courant est mesurée par un couple thermoélectrique, placé dans un circuit secondaire ; pour éviter la mesure du potentiel, on utilise une résistance de comparaison, qui ne varie pas avec la différence de potentiel, et qui soit égale à la résistance à étudier dans les mesures au pont de Kohlrausch.

Les expériences donnent une légère augmentation de résistance, proportionnelle au carré du potentiel et pouvant atteindre 3 à 4 p. 100. Mais il faut tenir compte de l'élévation de température par effet Joule. La correction a été déterminée expérimentalement : tandis que, dans la mesure définitive, on décharge à travers la résistance un petit condensateur chargé à une différence de potentiel très élevée, on réalise le même effet thermique dans une expérience préliminaire en déchargeant à travers la même résistance un gros condensateur chargé à un faible potentiel. Après cette correction, les variations de résistance observées sont toutes inférieures à 1 p. 100, tantôt positives, tantôt négatives et sans aucune régularité.

On peut donc conclure des expériences que pour les électrolytes étudiés — NaCl et SO^4H^2 — et pour des champs qui ont atteint 500 000 volts par centimètre, la loi d'Ohm reste exacte au moins à 1 p. 100 près. — G. Bruhat.

Sur la résistance des électrolytes aux fréquences élevées. — **Dowling (J.-J.) et Preston (K.-M.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 537-545]. — Le but initial des expériences décrites dans ce travail était de décider si la résistance des électrolytes est la même aux fréquences élevées que pour le courant continu. Le problème a été étudié autrefois par J.-J. Thomson, qui montra que pour des fréquences de l'ordre de 10^8, il y a de bonnes raisons de penser que la résistance ohmique des électrolytes reste inaltérée. Mais, ce résultat ne s'accorde pas avec la théorie ionique de la conductibilité électrolytique. D'où l'utilité de reprendre la question par des méthodes de mesure très précises. La mesure de résistance est basée sur l'observation des courants induits qui prennent naissance dans une bobine fermée sur la résistance à mesurer, puis sur une résistance de comparaison et entourant l'inducteur parcouru par un courant alternatif de fréquence élevée ; ce courant était produit dans un circuit oscillant à valve du genre de ceux employés en radiotélégraphie. Les essais préliminaires paraissent indiquer que les électrolytes ordinaires ont la même résistance pour les courants de haute et basse fréquence. — L. Brüninghaus.

La théorie des électrolytes de Ghosh. — **Krauss (C.-A.)** [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **43** (1921), 2 514-2 528]. — Critique de la théorie de Ghosh. Sa formule de dilution n'est pas exactement vérifiée par l'expérience et ses hypothèses sont, au point de vue théorique, très sujettes à caution. — P. Job.

Quelques remarques sur la théorie des électrolytes de Ghosh. — **Arrhenius (Sv.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 9-35]. — La théorie a déjà été critiquée par Chapman et George, surtout par Partington [*Trans. Faraday Soc.*, **15** (1919), 98]. L'auteur la reprend point par point.

1° μ_∞. — Les différences qui atteignent 1,5 p. 100 pour le type KCl, sont considérables pour les sulfates de métaux divalents. D'après Ghosh, ces sulfates seraient hydrolysés ; cette hypothèse « ad hoc » est contredite par Ley ; aucune hydrolyse ne serait sensible à 100° C. D'ailleurs les mobilités extrapolées des sulfates pour 1/2 SO^4 et 1/2 Zn sont celles que fournit l'étude de SO^4K^2 et $ZnCl^2$.

2° μ_v. — Ghosh calcule μ_v à partir de μ_{100} ; si on corrige μ_v de la viscosité, les concordances deviennent meilleures pour $v < 100$, mauvaises pour $v > 1\,000$, surtout pour les sels du type $BaCl^2$ et les sulfates divalents ($v = 1\,000$, $\Delta = 8$ p. 100), ces derniers omis dans la publication allemande.

3° *Calcul de Partington.* — L'auteur redonne une table de Partington, contenant les α calculés d'après Ghosh et les α observés, certains d'après de nouvelles mesures. Il devient évident qu'une même formule ne peut représenter les résultats pour tous les sels d'un type. α calculé est en général beaucoup trop petit. Ghosh a adopté dans certains cas des valeurs de μ_∞ inadmissibles.

4° *Coefficient de température de* α. — Il devrait être le même pour KCl, NaCl, $AgNO^3$, Na $C^2H^3O^2$; or il varie de 1 à 2. De même pour les sels à trois ions.

5° *Solutions non aqueuses.* — L'opinion de Ghosh sur la dissociation de $N(C^2H^5)^4I$ aurait varié entre son mémoire anglais et la publication allemande. En tout cas, il admet que ce sel existe à l'état de molécules doubles et donne trois ions en se dissociant. Les mesures de Walden (cryoscopie et ébullioscopie) n'autorisent pas à penser que la molécule est double. Les vérifications de Ghosh ne dépassent d'ailleurs pas la dilution 100.

Partington a repris les calculs sur les solutions alcooliques de $v = 1$ à $v = 50\,000$; α calculé varie de 0,31 à 0,97. Les différences sont énormes, supérieures à 10 p. 100 pour KI ; NO^3Ag donne dans un cas 0,31 calculé et 0,01 observé.

6° *Acides et bases.* — Ghosh s'aperçoit déjà qu'il ne peut utiliser la conducti-

bilité; il emploie les coefficients d'activité A. L'auteur compare les (A) et $\frac{\mu_v}{\mu_\infty}$ avec α calculé pour HCl, KOH, KCl et LiCl. A-α atteint 15 p. 100 de α.

7° *Mélanges*. — La loi très générale d'Arrhénius (invariabilité de δ par mélange de solutions où l'ion commun a même concentration) a été retrouvée seulement dans un corps (corps ayant même α à même concentration).

8° *Lois de dilution*. — Les quatre exemples de Ghosh sont bons. Mais sa formule ne peut représenter que les constantes de dissociation qui croissent avec la concentration; c'est l'inverse pour beaucoup d'acides.

9° *Couleur des ions*. — Si l'absorption moléculaire est constante (Hantzsch), il semble qu'on doit poser $\delta = 1$. Mais ce n'est pas toujours le cas; des recherches de V. Henri, Wright, Grantham, autoriseraient à penser que des cas existent où l'absorption varie avec la dissociation au sens ancien).

10° *Calcul de i pour les solutions aqueuses*. — Ghosh utile la formule $i = n(1 + 1/3 \log_n \alpha)$ et trouve, en gros, qu'elle vaut mieux que celle d'Arrhénius $i = 1 + (n - 1)\alpha$, surtout pour $BaCl^2$. Arrhenius donne un nouveau tableau comprenant les sulfates (omis par Ghosh). Pour ceux-ci la différence est considérable (plus de 10 p. 100 pour $v = 100$). D'ailleurs, d'après Ghosh, *il doit exister une dilution pour laquelle $i = 0$*, celle qui donne $\log_n \alpha = -3$. C'est $v = 1,027$ pour les sulfates divalents. La formule de Ghosh doit donc être totalement remaniée. Enfin une correspondance avec Kendall a montré à l'auteur que Ghosh n'avait pas utilisé pour vérifier la formule d'Arrhénius les α expérimentaux (de la conductibilité), mais les α théoriques de Ghosh, ce qui enlève toute signification à la vérification.

11° *Chaleurs de dissolution et de dilution*. — Pour KCl, NaCl, LiCl, Ghosh calcule la chaleur de dissolution et trouve 1,42 cal : kg. Les valeurs expérimentales sont $-5,15$; $-1,52$; $+8,4$. De même la chaleur de dilution de NaCl de $v = 1,915$ à v_∞ est $2,63\ 10^{-5}$ cal : g (calculée) et 230 cal : g (mesurée).

Conclusion. — La théorie de Ghosh a suscité un grand intérêt à cause de ses concordances numériques. Si, comme l'affirment Chapman et George, le coefficient de Ghosh doit subir une correction de 67 p. 100, la valeur de la théorie disparaît. En tout cas, elle ne peut subsister que si elle est profondément remaniée. — E. Darmois.

L'anomalie des électrolytes forts et la théorie d'ionisation de Ghosh. — **Kendall (J.)** [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **44** (1922), 717-738]. — La théorie de Ghosh se base sur les hypothèses suivantes, lorsqu'il s'agit d'un sel monovalent dissous, de forme RX :

1. Le sel est entièrement dissocié en ions R^+ et X^-.

2. La disposition de ces ions dans la solution est *analogue* à celle d'un réseau cristallin cubique.

3. Les ions forment deux à deux les doublets électriquement saturés et le travail nécessaire pour les séparer est uniquement électrostatique.

4 Un ion ne peut contribuer à la conduction du courant que si sa force vive est supérieure à la moitié de ce travail.

5. La distribution des vitesses est celle de Maxwell.

L'auteur pense réduire à l'absurde cette théorie. Il montre d'abord que les postulats 2 et 3 sont en contradiction et que le calcul du travail est faux, mais pour cela il suppose la disposition des ions du liquide *identique* à celle des atomes dans le sel gemme, ce qui est peut être excessif.

Quant à la concordance entre les résultats de l'expérience et le calcul basé sur

la théorie, l'auteur la considère tantôt comme fictive, tantôt comme résultant d'erreurs de calcul ou même de transcription.

Le cinquième postulat paraît difficile à admettre en même temps que les quatre autres. Enfin le rôle du solvant serait ignoré de Ghosh, dont l'auteur rejette entièrement la théorie. — F. Wolfers.

Détermination des équilibres chimiques entre deux degrés d'oxydation par des mesures électrométriques. Equilibre entre les sulfates du manganèse di, tri et tétravalent en solution sulfurique. — **Grube** (G.) et **Huberich** (K.) [*Zeits. f. Elektroch.*, **29** (1923), 8-17]. — Mesure des potentiels d'oxydation (électrode de platine) $Mn^{II} \rightarrow Mn^{III}$ (+ 1,511 volts), $Mn^{III} \rightarrow Mn^{IV}$ (1,642 volts) à 12° C en solution contenant 0,05 atome-g de Mn et 15 mol. H^2SO^4 par litre. On en déduit la constante d'équilibre de la réaction



$$Mn^2 (SO^4)^3 \rightleftarrows + MnSO^4 + Mn (SO^4)^2.$$

Explication de l'hydrolyse du sulfate de Mn. — P. Job.

Signification des phénomènes électriques qui accompagnent la décomposition de l'amalgame d'ammonium. — **Aronheim** (G.) [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, **1** (1921), 17-20]. — L'amalgame est produit sur une cathode de mercure par électrolyse d'oxalate d'ammonium. Il est soumis à une différence de potentiel variable avec une électrode métallique. Tant que le potentiel relatif de l'amalgame est supérieur à — 10 volts, la décomposition est accompagnée d'une émission d'électricité positive. Quand il est inférieur à — 10 volts, elle est accompagnée d'émission d'électricité négative. L'amalgame isolé prend un potentiel de — 12 volts.

L'auteur attribue ce phénomène à l'entraînement de l'électricité des couches superficielles par les bulles de gaz. — R. Fortrat.

Electrolyse de l'acide sulfurique concentré et chaud. — **Hoffmann** (H.) [*Zeits. f. Elektroch.*, **27** (1921), 442-445]. — Electrolyte : SO^4H^2 à 98,5 pour 100 environ (point d'ébullition 330° C, densité 1,841 à 15° C).

Vers 50° C on obtient à la cathode, quelle que soit l'intensité, de l'hydrogène, de l'hydrogène sulfuré et du soufre. A plus haute température, il se produit SO^2 et du soufre. Vers 300° C on a SO^2 seul.

A l'anode, à température peu élevée, il ne se dégage que de l'oxygène ozonisé. Vers 200° C, il se produit en même temps SO^2 qui provient de l'oxydation du soufre se diffusant de la cathode.

La force électromotrice de la pile à gaz SO^2 — O^2 est beaucoup plus faible que celle que l'on peut calculer. D'ailleurs la tension de décomposition de SO^4H^2 concentré est un peu supérieure à celle de l'eau. La formation de SO^2 est donc une action secondaire. A 280° C la quantité de SO^2 et de O^2 formés correspondent aux quantités calculées à partir des lois de Faraday. — P. Job.

Recherches sur la préparation électrolytique du perborate de sodium. — **Arndt** (K.) et **Hantge** (E.) [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 263-272]. — On peut préparer le perborate de sodium par électrolyse d'une solution contenant, par litre, 120 g de CO^3 Na^2 et 30 g de borax, avec addition d'un peu de chromate et d'une goutte de « turkischrotöl ».

L'anode est formée d'une toile de platine poli (4 mailles par cm^2 ; fil : 0,3 mm), la cathode se compose d'un tube d'étain plusieurs fois recourbé entourant l'anode à 5 mm de distance et parcouru par un courant d'eau.

La densité de courant peut varier de 10 à 20 ampères par dm^2 et la température de 14 à 16° C.

Le rendement diminue au fur et à mesure que la concentration en persel augmente. La présence de platine ou de fer dans le bain électrolytique diminue également le rendement.

L'étude du potentiel anodique semble montrer la formation intermédiaire d'un oxyde de platine (PtO^3 ?) par action des ions OH sur l'anode de platine. — P. Job.

Influence des chlorures sur la courbe de tension de décomposition de l'acide chromique. — **Liebreich (E.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **27** (1921), 452-455]. — Les phénomènes périodiques observés dans l'électrolyse de l'acide chromique sont dus à des couches minces d'oxyde ou d'hydroxyde colloïdaux attirés par la cathode. L'addition de chlorure, en précipitant ces colloïdes, provoque un rapprochement de deux branches de la courbe de tension de décomposition. Elles se confondent si la quantité de chlorure est suffisante (1,5 g KCl pour 10 g CrO^3 dans 100 g H^2O).
P. Job.

Sur la formation de chlorure de Julin dans la préparation du chlore électrolytique. — **Bourion (F.) et Courtois (Ch.)** [*C. R.*, **172** (1921), 1365]. — Dans les tuyaux en grès collecteurs du chlore obtenu par électrolyse d'une solution aqueuse de chlorure de sodium, on observe un dépôt, parfois très abondant, d'aiguilles soyeuses, blanc jaunâtre.

Les auteurs ont identifié le chlorure de Julin C^6Cl^6, souillé d'impuretés dans lesquelles la présence de dérivés de substitution chlorée moins avancée du benzène apparaît à peu près démontrée : on peut en tirer cette conclusion que le chlorure de Julin ne provient pas d'une attaque directe du carbone de l'anode par le chlore naissant, mais d'une attaque de produits benzéniques, provenant des goudrons utilisés pour l'agglomération des charbons artificiels et imparfaitement éliminés dans la fabrication des électrodes. — J. Villey.

Réactions topochimiques. Formes homologues et substituées. — **Kohlschütter (V.) et Sedelinovich (V.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **29** (1923), 30-44]. — En dissolvant électrolytiquement une anode de Cu dans une solution de NO^3K on obtient selon les conditions (densité de courant, concentration) des formes homologues différentes de l'hydrate cuivrique (grundformen). Les formes substituées sont obtenues par des réactions topochimiques (formation de solide à partir de solide : déshydration de l'hydrate, transformation en sulfure, en peroxyde, en oxyde cuivreux, en sel basique).

Les différentes formes de l'hydrate cuivrique se distinguent par la vitesse de leur transformation en oxyde et la vitesse de leur dépôt d'une suspension dans l'eau ; on peut distinguer de même les différentes formes substituées. Il existe un rapport incontestable entre la « forme », c'est-à-dire l'état physique de la matière primitive (hydrate de cuivre), d'une part et l'allure de la réaction et la forme du produit de cette réaction, d'autre part. Une « série de formes homologues » donne naissance par réaction topochimique à une « série de formes dérivées homologues », les termes de ces séries se correspondant deux à deux. — P. Job.

Dépôt cristallin de métaux par l'électrolyse avec de fortes densités de courant. — **Günther-Schulze (A.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 119-122]. — Mesure de la vitesse d'accroissement des cristaux de Pb obtenus par l'électrolyse de solutions de nitrate ou d'acétate, dans différentes conditions. Cette vitesse diminue considérablement, lorsqu'on fait rétrograder la dissociation de l'acétate

par addition de sel neutre. Avec une densité de courant de 60 A : dm^2, une solution de nitrates de Pb et de Cu (2,4 *n*. pour le Pb ; 0,6 *n*. pour le Cu) laisse déposer du Pb presque pur. — P. Job.

Rapport entre la vitesse maxima de dépôt par électrolyse et l'hydratation des ions. — **Günther-Schulze (A.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 122-126]. — Dans l'électrolyse d'une solution saturée de nitrate de Pb, le courant de saturation a des valeurs différentes, dans 3 directions différentes. Dans la direction la plus avantageuse, la vitesse d'accroissement maxima des cristaux est de 0,206 cm : s correspondant au dépot de un ion Pb en $1,5 \times 10^{-7}$ seconde et à une densité de courant de 220 000 A : dm^2 dans le cristal en formation.

Ces vitesses d'accroissement sont en rapport avec l'hydratation des ions.

P. Job.

Electrolyse des solutions aqueuses de nitrites alcalins avec anode de plomb et détermination électrométrique de la constitution de l'anion complexe. — **Jeffery (F.-H.)** [*Trans. Faraday Soc.*, 17 (1922), 709-718]. — Suite aux travaux analogues effectués avec anodes de Cu et Ag.

L'électrolyse de NO^2Na est étudiée avec différents courants (densité anodique variant de 10^{-3} à $7,7. 10^{-3}$ A.). On mesure la force électromotrice d'une combinaison formée par une électrode normale et le compartiment anodique



$$+Ag \mid AgCl, KCl\ n. \mid AmNO^3 \text{ concentré} \mid \text{anolyte} \mid Pb-.$$

La force électromotrice est mesurée : 1° sous courant ; 2° aussitôt le courant coupé. On en tire par soustraction le potentiel anodique.

On étudie plusieurs concentrations de Pb à l'anode, $(NO^2)^-$ étant constant ; de même plusieurs concentrations de $(NO^2)^-$, (Pb) étant constant. La courbe $E = f\,[\log (Pb)]$ est une droite. De sa pente, on déduit le coefficient de Pb dans l'anion complexe ; même étude pour NO^2.

Résultats. — 1° L'ion complexe formé est $[Pb (NO^2)^4]^{--}$

2° Les solutions déposent des cristaux de $Pb (NO^2)^2. H^2O$. — E. Darmois.

Substances pouvant remplacer le platine et titration par conductibilité. — **Roth (W.-A.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 59]. — La mesure de la conductibilité permet de déterminer, d'une façon rapide et précise, des sulfates, des chlorures, des sels de calcium et de potassium, en solution avec AgF, $PbSiF^6$, $Ba(OH)^2$, SO^4Ag^2, $(ClO^4)^2Ba$, TlOH, etc. — G. Bruhat.

Electroanalyse indirecte des anions sans électrodes de platine. — **Lasala (E.)** [*Rev. Acad. Ciencias Madrid*, 19 (1920), 77-108]. — Dans ce mémoire, l'auteur donne les conditions dans lesquelles on doit se placer pour employer, dans les électroanalyses indirectes de différents anions, au lieu des électrodes de platine, une cathode de cuivre nickelé et une anode de fer non passivé. La base de ce dosage indirect des anions se trouve dans la formation d'un composé bien défini, dans lequel entre tout l'anion et dont le cation est tel qu'on peut faire son dosage électrolytiquement. On en déduit alors, par une simple proportion, la quantité d'anion qu'il y a dans le problème. En général la différence de potentiel entre les électrodes est au début de 2 volts environ, différente selon les cas, et de 3 volts à la fin ; avant la fin de l'analyse, il est en général utile de chauffer un peu la solution L'auteur a étudié par cette méthode les évaluations indirectes de l'argent en solution cyanurée, des chlorures, des iodures, des carbonates, des oxalates, des ferrocya-

nures, des ferricyanures et des sulfocyanates, avec des erreurs qui n'ont jamais été supérieures à 2 pour 1 000. Dans le cas des évaluations d'orthophosphates, d'arséniates et de chromates, les résultats n'ont pas été si satisfaisants. L'auteur termine son travail en donnant une méthode pour la séparation électrolytique indirecte des chlorures et des iodures. — J. Cabrera.

L'effet de soupape électrolytique. — III. La relation entre la tension maxima et la concentration en ions de l'électrolyte au contact de l'aluminium. – Günther-Schulze (A.) [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 197-200]. — L'auteur a mesuré la différence de potentiel maxima que peut supporter une cellule à électrodes d'aluminium, dont l'électrolyte contient de l'acide borique et du borax, pour de très faibles concentrations en ions. Le volume v occupé par un équivalent-gramme a varié de 6,71 à 9 250 l et le potentiel maximum V de 475 à 1 891 v. Les résultats sont représentés, avec une erreur qui ne dépasse pas 9 pour 100, par la formule empirique :

$$V = 514{,}5 \log v - 330.$$

En extrapolant cette formule, on voit que, pour obtenir une tension de 2 500 v, il faudrait une dilution $v = 3{,}6 . 10^6$ l. Avec les dimensions utilisées, la résistance de la cellule serait alors 3 800 ohms et, pour un courant de 50 milliampères, la chute de potentiel ohmique atteindrait presque 2 000 v. — G. Bruhat.

Relation entre la résistance électrolytique et la fréquence, la tension aux électrodes et la dimension de celles-ci. — Hagenbach (A.) et Perzy (R.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 298-301]. – Duddel, étudiant en fonction de la fréquence la variation de la résistance électrique de l'acide sulfurique entre électrodes de platine pur, constata une forte diminution de résistance pour des fréquences croissantes. Les auteurs se sont proposé de contrôler ce résultat. Ils ont employé la méthode du pont, les basses fréquences étant obtenues par une machine, les fréquences élevées par un tube audion dans un circuit oscillant, couplé avec un circuit en résonance, relié au pont. L'instrument de zéro était constitué par un détecteur à cristal et un galvanomètre en série.

En même temps que la diminution de résistance en fonction de la fréquence pour des fréquences basses, les auteurs ont observé que celle-ci reste au contraire constante pour la haute fréquence et sa valeur est la même que celle obtenue pour une très grande surface, c'est-à-dire pour des électrodes platinées.

La résistance électrolytique entre deux électrodes polarisables tend vers une même limite pour les hautes tensions, les hautes fréquences et les grandes surfaces d'électrodes, elle est en outre indépendante des effets de polarisation de celles-ci.

R. Fric.

Expériences sur l'électrolyse par courant ondulé. — Jones (W.-B.) [*Gener. Meet. Amer. Electroch. Soc.*, Baltimore, 27 avril 1922]. — Ce mémoire décrit les expériences de l'auteur sur les surtensions qui prennent naissance dans l'électrolyse avec cathode de plomb, en solution normale d'acide sulfurique, l'électrode de référence étant l'hydrogène ou le calomel (l'auteur rapporte les résultats obtenus dans ce cas à l'H^2 en diminuant les tensions de 0,323 v).

Le courant utilisé est constitué par la superposition d'un courant continu (densité 0,303 A : cm²) et d'un courant alternatif de fréquence 25, d'intensité variable ; enfin il mesure, en courant interrompu, la rapidité de chute de la force contre-électromotrice.

Méthode et appareillage. — La cuve contient : 1° la cathode de plomb ; 2° deux anodes (l'une pour le courant continu, l'autre pour l'alternatif) ; 3° l'électrode de référence (hydrogène ou calomel).

Les mesures de potentiel se font au potentiomètre en prélevant la tension instantanée en un point de la période toujours le même pendant la durée du réglage, mais variable à volonté d'une expérience à l'autre afin de pouvoir décrire tout le cycle. Ceci s'obtient par l'emploi d'un interrupteur synchrone avec balai mobile autour de l'axe.

Les mesures en courant interrompu se font avec un dispositif analogue, mais en supprimant le courant alternatif.

L'auteur appelle surtension l'excès du potentiel nécessaire pour décharger un ion sur l'électrode donnée, sur le potentiel d'une électrode réversible en équilibre avec le même ion, déduction faite de tension nécessaire pour vaincre la chute ohmique. Il détermine celle-ci par une méthode qui repose implicitement sur deux hypothèses : 1° la résistance ohmique est constante quand le courant varie ; 2° Les surtensions tendent vers des limites indépendantes de l'intensité lorsque celle-ci atteint certaines valeurs. En effet il détermine la chute ohmique en volts en traçant la courbe des différences de potentiel V entre électrodes en fonction de l'intensité et il mène par l'origine une droite parallèle à la partie rectiligne de la courbe. Ou encore, si la courbe du potentiel forme un cycle, il joint les extrémités du cycle et mène par l'origine une parallèle à cette droite, qu'il admet représenter : $V = R.I.$ Il retranche alors ses ordonnées de la courbe $V = f(i)$ et obtient un reste qu'il considère comme la surtension.

Cette méthode un peu audacieuse conduit à des résultats vraisemblables et qui la justifient jusqu'à un certain point, quoique certaines anomalies non expliquées par l'auteur puissent provenir d'une variation continue de la résistance due aux modifications chimiques et physiques superficielles de la cathode.

Résultats. — Les courbes de surtension en fonction de l'intensité et aussi en fonction de la quantité d'électricité débitée sont très intéressantes et conduisent l'auteur à expliquer la surtension par la formation d'hydrures de plomb, dont le terme ultime et le plus stable serait PbH^4. Cette formule est obtenue par l'auteur en faisant l'hypothèse que la surtension pour une électrode de Pb croît avec la formation d'une couche d'hydrure monomoléculaire de surface croissante. Quand toute la surface est couverte, la surtension doit être constante et le nombre de faradays transportés jusqu'à cet instant fournit le nombre d'H déposés sur la surface du Pb. Connaissant la surface, on en déduit le nombre d'atomes de Pb qui ont reçu les H. D'où la formule $PbH^{2,75}$ que l'auteur arrondit à PbH^3.

Ce mécanisme, analogue à celui qui a lieu à l'anode où se forment des peroxydes qui sont mis en évidence chimiquement parce qu'ils sont stables, explique la véritable force contre-électromotrice opposée par la cathode et l'instabilité permet d'interpréter son caractère fugace. Les expériences en courant iuterrompu sont très intéressantes à cet égard, elles renseignent sur la stabilité de ces hydrures. Il serait utile de vérifier si leur destruction suit bien une loi exponentielle comme le veut la loi d'action de masse en mesurant les tensions en fonction du temps à partir d'une interruption.

L'auteur a vérifié que la destruction de ces hydrures hypothétiques n'était pas accélérée par l'agitation du liquide et que par suite la diffusion n'activait pas la dépolarisation de la cathode de plomb. Il a repris par la suite ces expériences en présence de dépolarisant. Il a constaté qu'ils retardaient le moment où la surtension limite était atteinte : il fallait alors une quantité d'électricité 8 à 10 fois plus

grande. L'auteur ne donne aucun détail sur ces derniers travaux qu'il présentera dans une autre note. — R. Dubois.

Séparation des alliages cuivre-étain par électrolyse. — **Weise (P.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 327-341]. — Ce travail avait pour but de rechercher les conditions dans lesquelles on peut, en se servant d'un bronze comme anode dans une électrolyse, séparer complètement l'étain du cuivre. Dans les conditions habituelles du raffinage du cuivre, l'étain existe dans la solution à l'état d'acide stannique b colloïdal. En employant comme électrolyte une solution contenant 15 pour 100 de $SO^4Cu\,5H^2O$ et 5 pour 100 de H^2SO^4 et en opérant à 75° C on peut séparer complètement le Cu de Sn dans des bronzes contenant jusqu'à 20 pour 100 de Sn (densité de courant à l'anode 150 A : m²). — P. Job.

Bains d'électrolyse pour obtenir le « Black nickel ». — **Hogaboom (G.-B.), Slattery (T.-F.) et Ham (L.-B.)** [*Techn. Pap. Bur. Stand.*, **190** (1921), 1-9]. — Pour obtenir le fini intitulé « Government Bronze » sur les fournitures militaires, on employait des dépôts électrolytiques extrêmement nombreux au moyen de bains à formules très compliquées. Les dépôts contenaient de l'arsenic, du zinc, du nickel, etc... en proportions indéterminées. Une étude méthodique de la question aboutit à recommander l'usage d'un bain à base de sulfocyanate de soude, sulfate de zinc et sulfate de nickel ammoniacal donnant un dépôt composé de nickel, sulfure de nickel, zinc et matière organique de composition inconnue.
H. Weiss.

La cataphorèse de l'eau dans les liquides organiques. — **Gyemant (A.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 74-88]. — Suite au travail de Freundlich et Gyemant [*Id.*, **100** (1922), 182]. La différence de potentiel ε au contact de deux liquides (différence de potentiel thermodynamique) est la somme de deux différences de potentiel ζ_1 et ζ_2 (électrocinétiques) correspondant à chaque liquide ; la variation de potentiel s'étend sur une certaine profondeur. Pour une même différence de potentiel totale ε, les potentiels ζ_1 et ζ_2 peuvent être différents d'un couple de liquides à un autre. Pour vérifier certaines conséquences de la théorie de Freundlich, l'auteur étudie la cataphorèse de l'eau et des solutions salines dans certains liquides organiques (gaïacol, aniline, benzonitrile). L'émulsion d'eau dans le liquide organique est observée au microscope dans une petite boîte contenant deux électrodes de cuivre distantes de 3,6 cm entre lesquelles on établit une tension de 120 v.

1. Dans le gaïacol, l'eau et les solutions de sels minéraux ne se déplacent pour ainsi dire pas ; les solutions de sels organiques prennent une vitesse considérable. Le sens du déplacement est celui qu'on peut déduire de la cataphorèse du liquide organique dans l'eau : gouttes d'eau négatives pour cations organiques, positives pour anions. Dans l'aniline et le benzonitrile, l'eau et les solutions inorganiques subissent un déplacement plus ou moins grand. Des particularités explicables par une adhérence de l'eau s'observent à la paroi.

2. Comme dans le travail rappelé ci-dessus, il faut admettre que c'est le potentiel ζ qui détermine la cataphorèse. On explique ainsi que les gouttes d'une solution d'HCl (ou d'$AlCl^3$) puissent être chargées + dans le benzonitrile, les gouttes de celui-ci étant aussi chargées + dans HCl.

3. L'hypothèse ci-dessus n'est pas suffisante pour expliquer la faible cataphorèse des solutions inorganiques ; on ne peut admettre que leur potentiel ζ soit très

petit. Il est probable que les ions minéraux sont moins « solvatés » dans les liquides organiques.

4. La formule d'Helmholtz $u = \zeta \frac{ED}{4\pi\eta}$ qui donne la vitesse de transport n'est pas immédiatement applicable à l'eau émulsionnée dans les liquides organiques. Une série de restrictions concernant la force électrique extérieure E, la constante diélectrique D et la viscosité η du liquide organique, seront probablement nécessaires. De plus on tend plutôt à admettre que ce sont les ions qui voyagent, entraînant l'eau avec eux, d'où une influence possible du degré de solvatation. La formule de Helmholtz ne serait qu'une limite obtenue pour une solvatation très grande en négligeant les différences entre les ions. — E. Darmois.

Cataphorèse des bulles d'air dans divers liquides. — **Mc Laughlin (T.-A.)** [*Proc. Roy. Dublin Soc.*, 17 (1922), 13-17]. — L'auteur a trouvé que les bulles d'air ne présentent pas de cataphorèse dans les liquides suivants : alcools méthylique, éthylique et butylique, xylol, benzène, toluène, bromobenzène, alcool benzylique, benzaldéhyde, aniline, aldéhyde cinnamique, malonate d'étyle, acides lactique et oleique, acétate d'éthyle et térébenthine.

Dans des liquides volatils comme l'acétone et le sulfure de carbone, il n'a pas été possible de saisir de bultes d'air. Dans l'eau distillée les bulles d'air se déplacent vers le pôle +, dans le nitrobenzène vers le pôle négatif. Mais si ce dernier corps est impur, le déplacement se produit vers l'un ou l'autre pôle. — Ed. Salles.

Sur l'électrosmose. — **Prausnitz (H.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 27-36]. — Applications industrielles de l'électrosmose. — P. Job.

L'électrosmose. — **Bary (P.)** [*Chim. et Ind.*, 7 (1922), 640-649]. — L'auteur rappelle en quoi consistent les phénomènes d'électrosmose et d'électrophorèse, étudiés par Quincke et Helmholtz, puis par J. Perrin qui en a donné la théorie complète. Après une rapide revue des propriétés des colloïdes, il examine (en signalant les efforts de l' « Electro-osmose Gesellschaft ») les applications industrielles de l'osmose électrique : Tannage et teinture des cuirs, dessiccation de la tourbe, purification des argiles, traitement des bois (expulsion de la sève et injection), fabrication de la pâte à papier, purification et séparation des matières en suspension, l'application aux jus sucrés et séparation de matières colorantes. — R. Levaillant.

Solidité des anodes en charbon. — **Arndt (K.) et Fehse (W.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 376-381]. — Les anodes se conservent d'autant mieux (électrolyse des chlorures) qu'elles contiennent plus de graphite, la porosité ne doit pas être trop grande et la texture doit être très régulière. La première et la dernière condition sont en pratique contradictoires. Il est bon de s'arrêter à une teneur de 75 p. 100 en graphite. — P. Job.

Propriétés d'une électrode inattaquable dans la réaction conduisant à l'équibre $3HNO^2 \rightleftarrows 2NO + HNO^3 + H^2O$. — **Klemenc (A.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 55-56]. — P. Job.

Remarque au sujet de la note précédente. — **Pick (H.)** [*Zeits. f. Elektroch.* 28 (1922), 56-57]. — Polémique au sujet d'un mémoire de Klemenc [*Zeits. f. Elektroch.*, 27 (1921), 369]. — P. Job.

Une électrode d'hydrogène à action rapide. — **Moloney (P.-J.)** [*Journ. of Phys. Chem.*, 25 (1921), 758-761.] — L'auteur décrit une nouvelle forme d'électrode d'hydrogène, dans laquelle l'équilibre est atteint rapidement (en moins d'une minute). Dans ce dispositif, l'électrolyte est maintenu par capillarité dans une boucle de verre entourant un fil de platine platiné; le tout est au contact d'une atmosphère d'hydrogène. — L. Brüninghaus.

Electrode productrice de gaz tonnant. — **Günther-Schulze (A.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 126-129]. — Deux électrodes identiques d'aluminium plongeant dans une solution de IO^3Na. Courant alternatif de fréquence 50. — P. Job.

Diffusion de l'hydrogène cathodique à travers le fer et le platine. — **Bodenstein (M.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 517-526]. Relation entre la diffusion et la surtension, ($\log D = \frac{\varepsilon}{m} + a$; D, diffusion ; ε, surtension), la diffusion et l'intensité du courant I, ($D = n\sqrt{I}$). Bien que l'hydrogène diffuse à l'état d'atomes, l'auteur n'a pu le combiner ni au S, ni au Cl, ni au Br, mais on peut obtenir de l'eau et de l'ammoniac. — P. Job.

De quoi dépendent la grosseur et l'adhérence des bulles gazeuses dégagées par électrolyse. — **Coehn (A.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 29 (1923), 1-5]. — Elles dépendent de la charge électrique de ces bulles. C'est ainsi qu'en solution acide on ne peut avoir de grosses bulles adhérentes à la cathode, et en solution alcaline à l'anode. — P. Job.

Théorie de la polarisation dans la formation de l'oxygène anodique. — I. Anode de cobalt dans une solution alcaline. — **Grube (G.) et Feucht (O.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1952), 568-579]. — En présence d'une lessive concentrée de potasse une anode de Co pur se dissout à l'état divalent si la densité de courant est faible. On obtient une solution bleu foncé de cobaltite de potassium. L'oxydation électrolytique d'une pareille solution se produit en trois phases; pour une faible tension anodique il se forme Co^3O^4; pour les tensions moyennes, Co^2O^3; pour les hautes tensions une solution solide de CoO^2 dans les autre oxydes et il se dégage de l'oxygène. — P. Job.

Théorie de la polarisation dans la formation de l'oxygène anodique. — II. Anode de manganèse dans une lessive alcaline. — **Grube (G.) et Metzger (M.)** [*Zeits. f. Elcktroch.*, 29 (1923), 17-30]. — Le manganèse se dissout à l'état divalent, trivalent, ou hexavalent, selon que la densité de courant est faible, moyenne, ou forte; dans ce dernier cas il se dégage toujours de l'oygène. (Solution dix fois normale de soude, température 80°C environ). A température ordinaire et même en solution alcaline diluée, le Mn se dissout à l'état heptavalent avec dégagement d'oxygène. La polarisation est due au fait que le manganèse se recouvre d'une couche de bioxyde, celui-ci s'oxyde par électrolyse en ion permanganique qui se décompose spontanément en bioxyde et oxygène. — P. Job.

Un nouvel appareil pour mesurer les capacités de polarisation des électrodes de platine dans l'acide sulfurique. — **Griffiths (A.) et Heys (B.-T.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, 34 (1922), 169-174.] — Un condensateur C, porté à un potentiel connu, est relié en parallèle à un condensateur K et à une cuve électrolytique $Pt\text{-}SO^4H^2\text{-}Pt$. Au bout d'un certain temps t (quelques millièmes de seconde)

après la mise en parallèle, on décharge le condensateur K dans un galvanomètre, dont la déviation donne la force électromotrice de la cuve au moment de la décharge. En faisant varier t, on peut étudier l'influence de l'autodécharge de la cuve et en déduire par suite la capacité de la cellule. On trouve que cette capacité :

1° n'est pas proportionnelle à la charge, mais croît plus vite qu'elle ;

2° varie avec le temps et avec les électrodes employées. — A. Foch.

Sur la manière dont se comportent divers métaux pris comme anodes dans des solutions non aqueuses. — III. Fe, Ni, Co, Cr. en solution alcoolique de nitrates. — **Sborgi (U.) et Cappon (C.)** [*Nuov. Cim.*, 68 (1922), 303-333]. — De ces quatre métaux expérimentés comme anodes dans des solutions alcooliques de nitrate de calcium ou d'ammonium, le premier s'est montré dans tous les cas actif et bivalent avec des densités de courant comprises entre 0.03 et 3 A : dm² et des températures comprises entre 10° et 60° C. Les trois autres ont présenté de la passivité ; le fer, pour toutes les températures et densités de courant ; le nickel et le chrome, dans certains cas seulement.

Toutes les fois qu'il y a eu passivité partielle ou totale, on a constaté, à 25°C, que l'anode s'entoure d'une quantité d'oxygène qui représente 7,5 p. 100 environ du courant qui a passé (quantité déduite d'ailleurs du poids de métal déposé) et qu'il y a formation d'aldéhyde éthylique, pour ainsi dire quantitativement, à des traces près d'acide acétique. — R. Chevallier.

Sur un phénomène lumineux aux anodes de tungstène. — **Katalinic (M.)** [*Zeits. f. Phys.*, **14** (1923), 14-18]. — Dans l'électrolyse de l'acide sulfurique avec une cathode de tungstène, le courant diminue fortement aussitôt après la fermeture du circuit. Etude de ce phénomène en fonction de l'intensité du courant.

La cathode est rendue lumineuse par le passage du courant, l'intensité de la lumière émise augmente avec le courant et la partie lumineuse paraît collée à la surface de l'anode. Le phénomène semble dû à l'oxydation d'oxyde WO^2 par l'oxygène électrolytique, avec formation de WO^3. L'électrolyse de la soude dissoute ne produit rien de pareil, sans doute parce que l'oxyde WO^2 se dissout dans la soude au fur et à mesure de sa formation. — R. Fortrat.

La surtension aux électrodes en relation avec l'hydratation des ions. — **Isgarischew (N.) et Berkmann (S.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 40-47]. — On attribue en général la surtension à des phénomènes relatifs aux électrodes, mais elle dépend aussi de l'électrolyte. C'est ce que montrent les expériences des auteurs relatives à différents sulfates (acide sulfurique, sulfates de K, Na, Rb, Li, Am, Al, Cd, Mg, Cu, Zn, Ni). Les surtensions obtenues sont variables suivant la nature du cation et en rapport avec le volume atomique des atomes correspondant et l'hydratation des ions. On peut déduire de l'étude de la surtension, l'hydratation relative d'un ion lorsqu'on ne la connaît pas. Plus le cation est hydraté, moins l'anion retient de molécules d'eau, l'électrolyse est alors plus rapide et la surtension diminue. — P. Job.

Influence des colloïdes sur la surtension. — **Isgarischew (N.) et Berkmann (S.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 47-50]. La surtension augmente avec la quantité de colloïde et passe par un maximum dont la position ne dépend pas des électrodes (électrolyte : SO^4H^2 ; électrodes : Ag, Pt, Cu). Il y a sans doute adsorption des ions par le colloïde. — P. Job.

Modification au compteur Stia. — **Schulze** (**H.-S.**) [*Zeits. f. Elektroch.*, **27** (1921), 4754]. — On sait que le compteur de Stia est un compteur électrolyte. Le mercure dégagé par une électrode de charbon est mesuré dans un tube de verre calibré. Le modèle primitif a été modifié pour augmenter sa précision et permettre son emploi avec différents shunts. — P. Job.

Chute de potentiel thermodynamique et électrocinétique à la surface de séparation des deux liquides. — **Freundlich** (**H.**) et **Gyemant** (**A.**) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 182-196]. — Freundlich et Rona ont fait remarquer récemment [*Koll. Zeits.*, **28** (1921), 240] qu'au contact du verre et d'une solution aqueuse il y avait lieu de distinguer deux sortes de potentiels :

1° un potentiel ε, thermodynamique (différence de potentiel totale entre l'intérieur du solide et l'intérieur du liquide) ; il doit être indépendant de la répartition des ions dans la couche de passage.

2° un potentiel ζ, électrocinétique (différence de potentiel entre la pellicule liquide adhérente et l'intérieur du liquide) influencé par la répartition des ions, intervenant dans l'adsorption et l'osmose électrique.

Les auteurs communiquent une série de mesures des deux potentiels au contact de deux liquides non miscibles : solution aqueuse d'électrolyte, liquide organique.

Le potentiel ε se déduit de mesures de forces électromotrices de chaînes du genre :

Electrode | Solution aq. n°1 | Liq. organique | Solution aq. n° 2 | Electrode.

Les électrodes sont identiques (calomel) ; le liquide n° 1 est invariable (KCl 0,1 *n.*) ; on fait varier le liquide n° 2 que l'on compare ainsi à KCl.

Le potentiel ζ se déduit de mesures de transport électrique ; le liquide organique est émulsionné dans la solution électrolytique.

On étudie ainsi 4 liquides organiques : phénol, gaïacol, aniline et benzonitrile, chacun au contact d'électrolytes divers : HCl, NaOH, $AlCl^3$, $CaCl^2$, sels organiques et matières colorantes.

On retrouve ainsi les résultats signalés plus haut ; les 2 potentiels seraient indépendants (?). La charge des gouttelettes liquides a un signe variable avec l'électrolyte.

Exemple : le benzonitrile est $+$ dans $AlCl^3$ et le bleu de méthylène, — dans HCl et KCl. — E. Darmois.

Sur les potentiels ε et ζ à la surface de séparation sulfate de baryum — eau. — **Gyemant** (**A.**) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **103** (1922), 260-268]. — On sait qu'il faut distinguer 2 potentiels de contact : 1° la force électromotrice proprement dite ε, 2° la chute de potentiel électrocinétique ζ. Freundlich et Rona [*Berl. Ber.*, **20** (1920), 397] ont montré que, pour le contact verre-eau, ε ne dépend que des ions H^+ et OH^-, ζ étant fortement influencée par les ions fortement adsorbés et les cations polyvalents (violet cristal, Al). Résultats analogues de Freundlich et Gyemant [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 182] pour les contacts solutions aqueuses-liquides organiques. L'auteur se propose de démontrer l'indépendance de ε et ζ par l'étude de l'adsorption à la paroi.

Un tube en U est rempli de SO^4Ba à la partie inférieure ; on étudie le transport électrique de l'eau à travers le sulfate et la façon dont varie ce transport avec la concentration des ions Ba^{++} (qu'on change par addition de $BaCl^2$ ou SO^4Na^2). Cette concentration s'exprime en P_{Ba} (analogue à P_H) ; elle varie de 0,3 à 9,7. On

calcule ζ par la formule $\zeta = \frac{4\pi\eta M}{DI\sigma}$; η, viscosité; M, masse d'eau transportée par seconde; I, courant; σ, résistance spécifique du liquide. La courbe $\zeta = f(P_{Ba})$ a une forme caractéristique; maximum pour $P_{Ba} = 2$ ($\zeta_m = 50$ mv), ζ décroît, reste presque nul de 3,5 à 7, puis s'inverse et reste égal à peu près à — 10 mv de $P_{Ba} = 8$ à $P_{Ba} = 10$.

Il aurait été désirable de pouvoir mesurer aussi ε en fonction de P_{Ba}, comme Haber l'a fait pour AgCl, Hg^2Cl^2, Ca $(OH)^2$; il a été impossible de façonner SO^4Ba en plaques.

Si on suppose que ε et ζ s'annulent en même temps, la relation de Nernst $\varepsilon = \varepsilon_o + \frac{RT}{F} \log c$, donne ε_o, puis les différentes valeurs de ε correspondant aux différentes valeurs de c. D'après les recherches de Chapman et Herzfeld [*Phil. Mag.*, (1913) et *Phys. Zeits.*, (1920)], on peut calculer le potentiel φ en un point quelconque du liquide, à la distance x de la phase solide. L'auteur construit les courbes $\varphi = f(x)$ pour différentes valeurs de P_{Ba}. Elles ne permettent pas d'expliquer la soudaine augmentation de ζ vers $P_{Ba} = 2$. On en déduit que l'hypothèse soulignée est inexacte et qu'il faudra tenir compte de l'adsorption des ions Ba^{++} à la paroi.

E. Darmois.

Sur la force électromotrice au contact de deux phases. — **Baur (E.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **103** (1922), 39-42]. — Grâce aux résultats des travaux précédents, Baur reprend sa controverse sur la nature de la force électromotrice au contact de 2 phases liquides. D'après Nernst, elle serait due à une répartition sélective des ions. D'après le travail de Wild, cette différence de potentiel de Nernst semble nulle pour les ions inorganiques de mobilité électrolytique normale. Dans un travail récent [*Ibid.*, **100** (1922), 182], Freundlich et Gyemant ont distingué 2 potentiels : celui que donnent les mesures électrométriques (ε) et celui qui résulte des mesures de cataphorèse des gouttes d'un des liquides émulsionné dans l'autre (ζ). Les auteurs ont cru démontrer l'indépendance de ε et ζ; elle n'est pas visible sur leurs résultats. Baur est d'avis que ζ doit tenir à l'adsorption des ions sur la surface. Debye aurait démontré que la force électromotrice de contact entre 2 liquides en équilibre de répartition, est proportionnelle à la différence des rayons des 2 ions, d'où des forces électromotrices très petites pour les sels à ions à peu près égaux. On ne doit s'attendre à des forces électromotrices notables que pour le cas où un ion très gros est en présence d'un ion très petit. — E. Darmois.

L'énergie libre de dilution et les activités des ions du bromure de potassium en solution aqueuse. — **Pearce (J.-N.)** et **Hart (H.-B.)** [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, **43** (1921), 2 483-2 492]. — Mesures de forces électromotrices de piles Ag | Ag Br KBr | amalgame K et de piles de concentration avec ou sans transport d'ions. — P. Job.

Sur l'électrisation de la surface de séparation d'un liquide et d'un gaz. — **Mc Taggart (H.-A.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 386-395]. — Les fines bulles d'air en suspension dans l'eau paraissent chargées négativement. Dans une solution très diluée d'azotate de thorium, le signe de l'électrisation dépend de la concentration et du diamètre des bulles. Quand la concentration diminue, la charge positive diminue, s'annule puis devient négative. On a pu étudier la variation de la charge d'une même bulle avec son diamètre en amenant la bulle dans un liquide

dont le gaz a été chassé en le laissant dans le vide : le gaz se dissout peu à peu. Quand le volume d'une bulle diminue, la charge, d'abord négative, diminue (en valeur absolue), s'annule, puis devient positive. Le volume de la bulle neutre dépend du volume primitif; il augmente avec lui comme si quelque chose se coagulait sur la surface de la bulle. Cet effet semble dû à l'hydrate de thorium colloïdal qui se forme par hydrolyse de l'azotate. — R. Fortrat.

Un effet électrolytique amplificateur de courant; nouvel effet de déplacement électrolytique; rapport entre l'électrolyse et l'émission des électrons dans le vide. III. — Reichinstein (D.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **102** (1922), 209-234]. — Suite des travaux de l'auteur sur le fonctionnement du détecteur électrolytique. Un bref résumé des travaux antérieurs rappelle l'attention sur le « principe du déplacement » (Verdrängungsprinzip) énoncé en 1913 [*Zeits. f. Elektroch.*, **19** (1913), 672; 914. — Discussion générale de la *Farad. Soc.*, nov. 1913] : au contact métal-électrode, on suppose souvent la formation d'un alliage hypothétique oxygène-métal; l'hypothèse de l'auteur est que, dans cet alliage, la *somme* (et non le produit) des concentrations des deux constituants est constante, le courant pouvant rompre l'équilibre. On explique ainsi un certain nombre de particularités de la passivité, en particulier le fait que la vitesse de réaction (dépolarisation) passe pour un maximum par une certaine concentration.

L'auteur montre dans la présente communication que le principe explique le fonctionnement du détecteur electrolytique avec source électrique auxiliaire. Ce fonctionnement n'est pas basé sur un effet de redressement; le détecteur est surtout un amplificateur de courant. Le rapport de l'énergie du courant continu libéré à celle fournie par la source alternative est de l'ordre de 100 au moins.

L'auteur décrit un nouveau détecteur électrolytique, sans source auxiliaire à courant continu (breveté) : pointe de platine de 0,01 mm, entre deux grosses électrodes de Pt, dans un mélange SO^4H^2 — CrO^3. Le courant alternatif « activerait » la pointe qui est devenue passive dans l'électrolyte. En l'absence du courant alternatif, la force électromotrice du détecteur est nulle.

L'analyse du fonctionnement du nouveau détecteur amène à énoncer un nouveau résultat en contradiction avec les idées reçues; le courant électrique serait capable de provoquer une transformation chimique sans qu'il y ait transport d'ions. Une certaine réserve s'impose, l'auteur faisant précisément amende honorable au sujet d'un résultat sensationnel annoncé dans la deuxième communication de la série (obtention probable des rayons cathodiques avec électrodes froides). Même remarque au sujet d'un nouvel effet relatif au dispositif dit du commutateur (*loc. cit.* et communication II).

Le nouvel amplificateur de l'auteur donnerait une amplification de 10 000 environ. On peut le monter directement sur une antenne à l'aide d'un détecteur.

E. Darmois.

Sur la théorie de la pile. — Décombe [*C. R.*, **173** (1921), 834]. — On prend souvent pour base de la théorie de la pile cette hypothèse que le travail fourni par une pile hydro-électrique en activité est égal à la chaleur non compensée que dégagerait la réaction chimique si elle s'accomplissait en circuit ouvert. L'auteur montre qu'on peut également établir la théorie sur la proposition suivante : *la chaleur non compensée dégagée dans une pile en activité par la réaction chimique qui s'y accomplit est égale à la chaleur de Joule qui s'y développe en vertu de sa résistance intérieure et du courant qui y circule.* — A. Blanc.

Nécessité d'une nouvelle théorie des forces électromotrices. — **Hering** (C.) [*Journ. Amer. Inst. El. Eng.*, **41** (1922), 305-307]. — Dans les conducteurs liquides, comme il en existe dans certains fours électriques, et surtout lorsqu'il y a une forte densité de courant, l'auteur a remarqué que de nouvelles forces électromagnétiques apparaissent dont ne rendent pas compte les théories actuelles ; comme ces conducteurs très mobiles obéissent plus facilement à ces forces que les conducteurs solides, ils rendent leur présence plus évidente ; et comme la plupart d'entre elles croissent probablement comme le carré du courant ou le produit de deux courants, une force qui passe inaperçue dans les cas ordinaires peut devenir formidable aux très fortes densités du courant. De plus, pour une intensité donnée le flux qui entoure un conducteur et qui est l'origine de ces forces, devient d'autant plus grand que la section diminue. — Les physiciens ne tiennent pas compte de certaines de ces forces et souvent même les nient malgré leur existence évidente. On a cherché à prouver que ce sont des forces secondaires dues à une action hydraulique dans le liquide conducteur, mais l'auteur a montré par de nombreuses expériences que ces forces existent aussi dans les conducteurs solides. — P. L.

Une théorie de la force électromotrice des piles voltaïques basée sur l'existence d'une couche de transition ou d'adsorption. — **Kleeman** (R.-D.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 442-443]. — Une plaque de métal immergée dans un liquide ou dans une solution donne nécessairement naissance à une couche de passage au voisinage immédiat de la plaque, couche dans laquelle la densité du liquide diffère de celle qui existe à l'intérieur du liquide, en raison de l'existence d'une distribution des forces moléculaires inévitablement modifiée à proximité de la plaque. Dans le cas d'une solution, il peut en résulter une répartition non uniforme du soluté, généralement connue sous le nom d'adsorption. Si le soluté est un électrolyte, la dissociation dans la couche de passage sera par suite différente de celle qui existe à l'intérieur de la solution et variera même d'un point de la couche à l'autre. Les vitesses de diffusion des ions positifs et négatifs étant inégales, un champ électrique prendra naissance dans la couche. La formation de ce champ chargera la plaque. Un équilibre correspondant des ions s'établira dans la solution.

Ainsi, une différence de potentiel existera entre l'intérieur de la plaque métallique et les points éloignés de la solution. L'auteur établit les équations différentielles correspondantes, et il propose une théorie de la force électromotrice des piles basée sur ces considérations. Il en indique et discute diverses conséquences. Cette manière de voir est susceptible de fournir le mécanisme suivant lequel s'établissent les pressions d'équilibre dont Nernst suppose l'existence dans sa théorie bien connue des forces électromotrices. — L. Brüninghaus.

Force électromotrice des piles à basses températures. — **Vinal** (G.-W.) **et Altrup** (F.-W.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1922), 627-634]. — Recherche entreprise en vue de l'utilisation des piles sèches et accumulateurs dans les expéditions arctiques et aux hautes altitudes. La différence de potentiel aux bornes est mesurée à l'électromètre.

Dans un refroidissement progressif jusqu'à — 72°C, on constate, dans le cas des piles sèches : que la différence de potentiel à circuit ouvert décroît extrêmement peu ; mais que vers — 21° C la résistance intérieure croît énormément. Cette température est une limite inférieure d'utilisation des piles sèches.

Dans le cas de l'accumulateur au plomb, la différence de potentiel décroît régulièrement de $3,98.10^{-4}$ volts par degré C. La valeur calculée à partir des données thermo-chimiques est $4,07.10^{-4}$ volts.

Une deuxième série de mesures fut faite en faisant décroître la température jusqu'à — 172°C. On trouve une inversion de la force électromotrice et des phénomènes complexes au voisinage de la température de congélation de l'électrolyte.

C. Florisson.

Les piles de M. Vasilesco-Karpen et la théorie de Nernst. — Ionesco (Th.) et Cernâtesco (R.) [*Bull. Sect. Sc. Acad. Roum.*, 8 (1922-23), 55-68]. — Les auteurs étudient les piles formées par deux liquides non miscibles superposés contenant en solution les sels du métal électrode. Ils montrent que, contrairement à l'opinion de Vasilesco-Karpen ces piles fonctionnent conformément à la théorie de Nernst. — R. Lucas.

Vérification de la force électromotrice de l'élément Weston international à l'aide du voltamètre à argent. — Steinwehr (H. von) et Schulze (A.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 221-232]. — Nouvelle détermination de la force électromotrice de l'élément Weston :

1. Sur 10 éléments ayant déjà servi pour les mesures de 1910. On a, à 0°C,

$e = 1{,}01831$ volt, soit le même nombre qu'en 1910;

2. Sur 69 éléments préparés en 1920-1922. On a, à 0°C,

$$e = 1{,}0183 \text{ volt}$$

en se rapportant aux éléments de 1910.

Si au contraire, on prend pour les éléments de 1920-22, la valeur normale 1,0831 volt on trouve que les éléments de 1910 ont, en 12 ans, baissé de 2×10^{-5} volts ce qui est sans invraisemblance mais pratiquement négligeable. — A. Foch.

Variation de la force électromotrice d'un élément Weston en quartz sous l'influence de la lumière ultraviolette. — Pougnet (J.) [*R. G. E.*, 12 (1922), 515-516]. — Dans cet article, reproduction d'une communication faite au Congrès de Montpellier de l'Association française pour l'Avancement des Sciences, l'auteur relate les résultats des expériences qu'il a faites, en collaboration avec M. Ségol, sur un élément Weston soumis aux radiations d'une lampe Cooper-Hewitt.

Influence de la concentration de l'ion hydrogène sur le potentiel d'une électrode de zinc. — Richards (T.-W.) et Dunham (T.) [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 44 (1922), 678-689.] — Le potentiel d'une électrode de zinc dans une solution acide de SO^4Zn croît avec la teneur en acide. L'élévation est moindre dans les sulfates alcalins. La majeure partie de cet effet paraît due au potentiel au contact des dissolutions qui entourent les deux électrodes. Résultats préliminaires seulement.

F. Wolfers.

Potentiel au contact des solutions de chlorures monovalents. — Mac Innes (D.-A.) et Yu Liang Yeh [*Journ. Amer. Chem. Soc.*, 43 (1921), 2 563-2 573]. — La mesure des forces électromotrices des chaînes Ag | AgCl MCl | M'Cl AgCl | Ag, M et M', représentant l'H ou un métal monovalent, les concentrations des deux chlorures étant égales, donne des résultats constants à quelques centièmes de millivolts près.

La formule de Lewis et Sargent $E = \frac{RT}{F} \log_n \frac{\Lambda_c}{\Lambda'_c}$ représente parfaitement les résultats obtenus, sauf pour K et Li où la concordance n'est que qualitative. On peut également calculer les forces électromotrices au contact en affectant chaque ion (pour chaque concentration) d'un coefficient et en faisant la différence de ces deux coefficients. — P. Job.

Propriétés électrochimiques des combinaisons possédant la conductibilité métallique. — **Tammann** (G.) [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 36-40]. — Dans les séries d'alliages binaires de composition variable, aussi bien ceux qui donnent des cristaux mixtes que ceux qui donnent des composés définis, une partie de la série se comporte au point de vue électrochimique (différence de potentiel au contact d'une solution) comme l'un des composants, l'autre partie de la série comme l'autre composant, à condition que la température soit assez basse pour qu'il n'y ait pas diffusion à l'intérieur de l'alliage. De sorte que, par l'étude des forces électromotrices, il est impossible de caractériser les composés définis. Il n'y a un potentiel caractéristique des combinaisons définies qu'à une température assez élevée pour que la diffusion se produise. — P. Job.

Expériences sur le signe de la charge électrique prise par un métal plongé dans un liquide. — **Kleeman** (R.-D.) et **Fredrickson** (W.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 409]. — La méthode consiste à mettre en suspension des fils fins, soigneusement nettoyés, de différents métaux, dans le liquide à étudier, à envoyer un courant dans le liquide et à observer au microscope le sens du mouvement du fil. Cu, W, Ag, Mo, Mg, Al, C, Ni, Au, Pt, Sn, Zn, immergés dans l'eau distillée, prennent une charge négative; Bi, Pb, Fe, Cd, y prennent une charge positive.

L. Brüninghaus.

Les piles électriques d'après les brevets récents. — **Jumau** (L.) [*R. G. E.*, **13** (1923), 571-580]. — Dans l'ensemble, on peut dire que presque tous les auteurs de brevets ont cherché à pratiquer la dépolarisation par l'oxygène de l'air: c'est seulement par la réalisation des dispositifs les plus appropriés pour favoriser cette réaction que les piles diffèrent de l'une à l'autre; de plus, ce sont, en général, des piles Leclanché. Deux piles, cependant, s'écartent de ce dernier modèle : l'une utilise le couple zinc-potasse-charbon avec, comme dépolarisant, le bichromate de potassium et donne une force électromotrice de 2,7 v; l'autre est constituée par une cathode de zinc, une anode de charbon recouverte d'oxyde de cuivre à sa partie supérieure et une solution de chlorure de sodium fondu. Dans cette dernière pile, il est possible de récupérer les produits déposés à la cathode [$Zn(OH)^2$], la dépolarisation se fait par l'oxygène de l'air (oxydation du cuivre provenant de CuO réduit pendant la décharge), et l'électrolyte reste invariable.

Des améliorations ont été apportées aussi aux piles sèches, surtout en vue de leur conservation en magasin.

Enfin, il faut signaler un couple thermoélectrique dont l'électrode positive est constituée par du sulfure de cuivre comprimé et l'électrode négative par un alliage cuivre-nickel et qui est capable de fournir une force électromotrice de 0,3 v. La présence de soufre libre dans le sulfure de cuivre, a l'avantage de réduire la résistivité. — G. Hache.

Recherches récentes sur les anomalies des électrolytes forts. — **Ebert** (L.) [*Jahrb. d. Radioakt.*, **18** (1921), 134-196]. — Exposé d'ensemble résumant les travaux effectués jusqu'en 1920-21; une bibliographie comprenant 105 mémoires est imprimée en tête. Le travail lui-même étant déjà un résumé, nous indiquons seulement les points les plus importants.

1re partie. Exposé des anomalies. — On les range en trois grandes classes.

I. Le degré de dissociation α règle la concentration des ions, c'est-à-dire détermine l'importance des propriétés *ioniques*, additives en solution infiniment étendue (pression osmotique, conductibilité, etc...) α peut être calculé à l'aide de chaque propriété. *Les différents procédés ne donnent pas le même* α.

Exemple : La conductibilité donne $\alpha = \frac{\mu_v}{\mu_\infty}$ (1); la pression osmotique $\alpha = \frac{i-1}{n-1}$ (2). Les deux formules devraient donner même α à même concentration.

Pour les types C^+A^- et $(C^+)^2A^{--}$, coïncidence à 2 pour 100 près jusqu'à $c = 0{,}1$ mol : l.

Pour les types $C^{++}(A^-)^2$ et $C^{++}A^{--}$, grosses différences même pour c faible (Noyes et Falk).

II. A) Les réactions d'ions font intervenir la « masse active ». On applique la loi d'action de masses à la dissociation $AC \rightleftarrows A^- + C^+$; en supposant que *la masse active coïncide avec la concentration*, on en déduit la loi de dilution $\alpha = f(c)$ (Ostwald). C'est $\frac{\alpha^2}{(1-\alpha)V} = K$ (3) ou, en admettant (1),

$$\frac{\mu_v^2}{\mu_\infty(\mu_\infty - \mu_v)} = K \qquad (4)$$

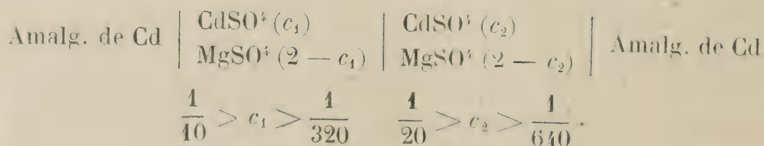
K calculé par (4) est constant dans un domaine plus ou moins étendu pour les acides et bases faibles. Mais : 1° la valeur de K n'est pas la même si on remplace dans (3) α par le nombre obtenu électrométriquement (Schreiner, 33 pour 100 en plus pour $C^2H^4O^2$); 2° pour les électrolytes forts *K augmente avec c*. On a signalé dans ce domaine une régularité intéressante : $\mu_v = \mu_\infty - d_v$, où d_v est le même (à même c) pour des sels de même type (Bredig-Walden).

B) La loi d'action de masses intervient aussi dans les équilibres hétérogènes. Dans une solution saturée d'un sel peu soluble, elle indique : 1° constance du produit $c'c''$ des concentrations des ions quand on ajoute un sel à ion commun; 2° constance de c_0 (concentration du sel non dissocié) pour une addition d'ions différents. Ici encore les électrolytes forts sont anormaux; $c'c''$ augmente (Harkins et Noyes). Les anomalies sont d'ailleurs fonction de la concentration totale en ions.

C) Des anomalies apparaissent aussi dans les mesures d'énergie libre ou affinité. Si les lois des gaz sont applicables, l'affinité est égale au quotient des produits de solubilité. Vérifications pour la transformation aragonite → calcite; au contraire la valeur obtenue pour la transformation tartrate de K → racémate de K est fausse. On ne retrouve la valeur exacte que si on utilise les solubilités *dans KCl concentré* (Brönsted).

De même, les mesures de force électromotrice d'une pile de concentration donnent l'énergie libre de la transformation qui fait passer un ion.g de la concentration c'_1 à c'_2; c'est $k \log \frac{c'_1}{c'_2}$. Si on utilise la formule (1), E mesurée $< E$ calculée, la différence dépendant de la concentration. Ici encore, dans une solution de sel étranger telle que la concentration totale soit la même des deux côtés, on peut calculer E par le rapport des concentrations brutes de la substance active (Brönsted).

Exemple : Pile



Amalg. de Cd | $CdSO^4\ (c_1)$ / $MgSO^4\ (2 - c_1)$ | $CdSO^4\ (c_2)$ / $MgSO^4\ (2 - c_2)$ | Amalg. de Cd

$$\frac{1}{10} > c_1 > \frac{1}{320} \qquad \frac{1}{20} > c_2 > \frac{1}{640}.$$

III. Certaines propriétés des solutions, attribuables nettement aux ions, sont *indépendantes de la concentration* (propriétés du 1er ordre).

Exemples : A) Dans les mesures précédentes, le coefficient d'activité (voir plus loin).

B) D'après Ostwald, la couleur des électrolytes serait une propriété des ions. Or des expériences (Kayser, Hantzsch, etc...) établissent la *constance de l'absorption moléculaire*, elle serait ainsi propriété du 1er ordre.

C) Les ions ont des *propriétés catalytiques* (saponification, inversion du sucre, etc...). La vitesse des réactions ainsi accélérées serait proportionnelle à α (mesuré par conductibilité, force électromotrice). La proportionnalité ne s'observe qu'en solutions étendues ; en solutions concentrées, la vitesse augmente plus vite. Des mesures de Snethlage (HCl dans CH^4O) établissent que, pour $0{,}1 > c > 0{,}01$, l'effet catalytique d'une molécule d'acide est constant. $\alpha_{0,1} = 0{,}60$, $\alpha_{0,01} = 0{,}80$.

2e Partie. — *Hypothèse de la dissociation complète des électrolytes forts et de l'intervention des forces électriques* (Milner, Hertz et surtout Bjerrum). — Les électrolytes forts se rangent ainsi à part ; l'existence de propriétés du 1er ordre (d'ailleurs mal étudiées) amène à l'idée d'une dissociation totale. Les propriétés variables avec la concentration (propriétés de 2e ordre) ne pourront être expliquées que si on admet en plus autre chose. Ce sera l'efficacité des forces électriques entre ions. Elles dépendront : 1° des charges (valence) ; 2° de la constante diélectrique du solvant ; 3° de la distance, proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt[3]{c_t}}$; c_t, concentration totale en ions.

Elles interviendront, même pour les électrolytes faibles, la dissociation étant en plus variable dans ce cas. Elles seront importantes en solutions concentrées (distances faibles) et deviendront prépondérantes pour une concentration suffisante.

Ces forces interviendront dans tous les cas où il y aura mouvement des ions.

La variation de λ (conductibilité équivalente) avec la dilution devra, si les forces ne dépendent que des charges, être la même pour des sels de même type ; c'est la règle de Walden. De plus, les anomalies provenant de l'existence de ces forces croîtront avec la concentration.

Etant donné une propriété du 2e ordre, on définira un coefficient, rapport de la valeur observée à celle qu'on observerait en l'absence de forces interioniques :

f_0, coefficient osmotique ;

f_μ, coefficient de conductibilité ;

f_a, coefficient d'activité ;

les (f) sont < 1, tendent vers 1 pour $c = 0$ et sont fonction de c (ou $\sqrt[3]{c}$).

Coefficients f_0 et f_μ. — Les attractions diminuent la mobilité, c'est-à-dire la pression osmotique. Milner, Ghosh et Klein calculent théoriquement

$$f_0 = 1 - k\sqrt[3]{c},$$

où k renferme la constante diélectrique ε du solvant. Expérimentalement,

$$f_0 = \frac{P}{nP_0} = \frac{i}{n}.$$

La formule de Kohlrausch $\mu_v = \alpha\,(u + v)$ donne $\alpha = \frac{\mu_v}{\mu_\infty}$ à condition de supposer les mobilités constantes. Si $\alpha = 1$, pour que $\mu_v < \mu_\infty$, il faut que les

mobilités diminuent quand la concentration augmente. P. Hertz calcule f_μ; des vérifications intéressantes de ses formules sont dûes à R. Lorenz qui mesure $v = f(c)$ pour MnO^{4-}, ClO^{3-}, etc... L'expérience permet de calculer $f_\mu = \frac{\mu_v}{\mu_\infty}$ il semble utile de faire la correction de viscosité et de poser $f_\mu = \frac{\mu_v}{\mu_\infty} \cdot \frac{\eta_v}{\eta_0}$ (Schreiner).

Les deux coefficients s'appliqueront : 1° en tonométrie, ébullioscopie, etc... (f_0).

2° En général, même pour des solutions non complètement dissociées, on aura $\alpha = \frac{1}{f_\mu} \cdot \frac{\mu_v}{\mu_\infty} > \frac{\mu_v}{\mu_\infty}$, d'où l'augmentation de l'effet catalytique, etc...

Coefficient d'activité f_a. — On a essayé d'étendre la loi d'action de masses aux concentrations quelconques grâce à des expressions compliquées; Lewis a proposé (1901-1908) de garder les formules simples et de supposer que la masse active est plus petite que la concentration. La formule $\psi = - RT \log \frac{a_1^{n_1} \dots}{a'^{n'_1}_1 \dots}$ définira les « activités » des substances réagissantes. Le coefficient d'activité est alors $f'_a = \frac{a'}{c'}$, où c' est la concentration vraie d'un ion. Pour les électrolytes forts, $\alpha = 1$ et $c' = c$, concentration de l'électrolyte. Malgré cette simplification, la détermination de f'_a est très difficile. Pour le dissolvant, on admet que c' est $\frac{p}{p_0}$.

Pour les ions les méthodes proposées donnent plutôt $\sqrt{f'_a f''_a} = f_a$, activité de l'électrolyte. Les mesures des forces électromotrices sont utilisables. Bjerrum indique, d'autre part, une formule déduite de la relation de Duhem-Margules. C'est $\log f_a = - 4k \sqrt[3]{c_t}$ où k est le même que pour f_0.

On retrouve ainsi la régularité des sels de même valence, vérifiée expérimentalement. D'après Bjerrum, la formule $\log_{10} f_a = - 26 \frac{n^2}{\varepsilon} \sqrt[3]{c_t}$ rendrait compte des résultats; elle indique, par exemple, l'importance des influences électriques en milieu non aqueux. Lewis et Randall (1921) renoncent à une formule et donnent des tables de f_a pour 17 électrolytes.

En résumé : 1° $c' > a$; l'activité (participation des ions aux réactions) est inférieure à la concentration; 2° les valences jouent un rôle.

Applications du coefficient f_a. — S'il n'y a en présence que des électrolytes forts, α est pratiquement 1; les propriétés ne dépendent que de la concentration totale en ions. D'où les résultats de Brönsted.

S'il y a aussi des électrolytes faibles, c'est différent.

On peut traiter ainsi la loi de dilution, montrer que la dissociation vraie de l'eau doit augmenter par addition de sel, étudier l'influence des sels sur le virage des indicateurs (favorable à la nouvelle théorie) et les équilibres hétérogènes : l'addition d'un sel à ion commun qui diminue la solubilité en solution étendue, *augmente* au contraire la solubilité en solution concentrée (vérifications quantitatives de Brönsted), etc...

Il n'est pas douteux d'ailleurs que f_a ne dépend pas que des actions électrostatiques entre ions. Plusieurs phénomènes physiques et chimiques indiquent une

hydratation des ions. Le coefficient f_a doit subir de ce fait une correction. Les propriétés des acides faibles indiqueraient par exemple la fixation de 8 H^2O sur l'ion H+. — Darmois.

*ATOMISTIQUE. ISOTOPES

Identification d'un élément manquant. — Rutherford (E.) [*Nat.*, **109** (1922), 781]. — Dans deux récentes communications faites à l'Académie des sciences par A. Dauvillier et par G. Urbain respectivement, des conclusions très nettes ont été obtenues en ce qui concerne l'identité du celtium avec l'élément manquant de numéro atomique 72 de la classification de Moseley.

Maintenant que cet élément manquant de numéro atomique 72 a été identifié, il ne reste plus que trois places vacantes, correspondant aux numéros 43,61,75, entre l'hydrogène et le bismuth. Avec les rapides perfectionnements de la technique des spectres de rayons X et l'emploi de puissantes installations, on peut espérer que les trois derniers éléments manquants seront bientôt identifiés, si la terre en contient. La loi de Moseley constitue un guide infaillible pour fixer le numéro d'un élément, même s'il existe en proportion très faible dans la substance que l'on examine. — L. Brüninghaus.

Sur l'élément manquant de numéro atomique 72. — Coster (D.) et Hevesy (G.) [*Nat.*, **111** (1923), 79]. — Dauvillier a annoncé récemment l'identification, par la spectroscopie des rayons X, de l'élément 72 dans un mélange de terres rares. Cet élément a été reconnu par G. Urbain comme étant le celtium, dont il avait indiqué la présence dans l'échantillon étudié. Pour différentes raisons, les auteurs pensent que les conclusions de Dauvillier et Urbain ne sont pas justifiées. Ils indiquent, comme raison principale, que, selon toutes prévisions, l'élément 72 ne doit pas être une terre rare, mais un homologue du zirconium. Ce raisonnement ne saurait entraîner la conviction : entre une théorie et une expérience, la première seule peut avoir tort. A vrai dire, les auteurs ont observé dans un minéral riche en zircone les raies de l'élément 72. Mais cet élément, que les auteurs appellent hafnium avant de savoir s'il diffère du celtium, est très vraisemblablement du celtium, découvert et caractérisé antérieurement par Urbain. — Brüninghaus.

Sur le nouvel élément hafnium. — Coster (D.) et Hevesy (G.) [*Nat.*, 3 (1923), 182]. — Les auteurs continuent à décrire les propriétés d'un élément déjà connu (le celtium), dont ils s'attribuent gratuitement la découverte. On sait que l'honneur de celle-ci revient à M. G. Urbain. — L. Brüninghaus.

Sur l'élément de numéro atomique 72. — Urbain (G.) et Dauvillier (A.) [*Nat.*, **111** (1923), 218]. — Les auteurs retracent l'histoire de la découverte du celtium, faite par G. Urbain il y a 12 ans, et identifié en mai 1922 par G. Urbain et A. Dauvillier avec l'élément de numéro atomique 72. Le même élément se retrouve en quantité notable dans la zircone, comme viennent de l'annoncer Coster et Hevesy (20 janvier 1923). Les auteurs concluent de ces faits que Coster et Hevesy sont mal fondés à revendiquer la découverte de l'élément 72, alors que leurs publications sont de 8 mois antérieures à celle de ces derniers, et qu'il s'agit bien du même élément. Et Coster et Hevesy n'avaient donc pas le droit de lui attribuer un nom nouveau. — L. Brüninghaus.

Sur le nouvel élément hafnium. — Coster (D.) et Hevesy (G.) [*Nat.*, **111** (1923), 252]. — Les auteurs exposent dans cette note les raisons pour lesquelles ils pensent que le celtium est différent du hafnium. — L. Brüninghaus.

Hafnium et titane. — **Thorpe (T.-E.)** [*Nat.*, **111** (1923), 252-253]. — Considérations historiques sur la chimie du titane. — L. Brüninghaus.

La désignation des éléments. — **Campbell (N.-R.)** [*Nat.*, **3** (1923), 292]. — L'auteur propose d'assigner aux éléments nouvellement découverts des dénominations à caractère plus scientifique qu'on ne le fait d'ordinaire.

L. Brüninghaus.

Hafnium et titane. — **Fox (W.-L.)** [*Nat.*, **111** (1923), 429].

L. Brüninghaus.

Valence. — **Fielding (W.-R.)** [*Chem. News*, **126** (1923), 193-197]. — Seconde partie d'un travail paru dans le même périodique [**126** (1923), 180]; elle est consacrée à l'examen des valences, à leur périodicité et aux théories.

Ed. Salles.

Influence du noyau atomique sur la valence, l'orientation et la polarité induite des atomes. — **Henstock (H.)** [*Chem. News*, **126** (1923), 129-135]. — L'auteur montre que le noyau atomique et son ensemble d'électrons voisins peut, par son orientation, modifier beaucoup le caractère électro-positif ou négatif des électrons superficiels dans le modèle atomique Lewis Langmuir. Les conclusions en sont bien qualitatives et vagues. — R. Lucas.

Le développement de la théorie atomique au cours des dernières années. — **Kramers (H.-A.)** [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 1-25; 69-88]. — Dans ces deux conférences, faites à Copenhague devant la Société pour le développement des sciences naturelles, H.-A. Kramers expose, d'une manière remarquablement simple et sans développements mathématiques, la situation en 1913 des idées sur la constitution de la matière et les résultats extrêmement féconds apportés depuis cette date par la théorie atomique de Bohr.

Après avoir rappelé la notion des poids atomiques, les évaluations de la masse et du volume des atomes par la théorie cinétique des gaz, les travaux de J.-J. Thomson sur les électrons, le conférencier expose sommairement la théorie électronique de Lorentz et sa vérification dans l'action d'un champ magnétique sur les raies spectrales (effet Zeeman). La théorie de Rutherford sur les noyaux atomiques et la notion du nombre atomique, celle des isotopes et les travaux de Planck ont permis l'éclosion de la théorie de Bohr. L'auteur insiste plus particulièrement sur les séries de Lyman et de Balmer dans le spectre de l'hydrogène et montre que l'atome de Rutherford était instable et ne permettait pas l'explication du spectre avec des raies fines.

L'auteur rappelle les principes de la théorie de Bohr et montre les vérifications obtenues par le spectre de l'hydrogène, par le principe de combinaison, ainsi que par la série des raies de Pickering; il donne quelques mots sur les travaux de Sommerfeld et l'explication des actions des champs magnétiques et électriques sur les raies spectrales de l'hydrogène.

La seconde conférence traite des raies spectrales des autres éléments, des recherches sur les ionisations par chocs et des considérations qui permettent de les expliquer. L'auteur donne quelques détails concernant les résultats obtenus par Franck en bombardant par des électrons libres animés d'une grande vitesse de la vapeur de mercure à pression très faible, résultats qui s'expliquent facilement par la théorie de Bohr. Il donne également une remarquable photographie de spectre

du mercure soumis à l'action d'un champ électrique puissant et dont certaines raies se sont étalées sous cette action.

De l'étude des spectres de rayons X on conclut qu'un ou plusieurs des électrons les plus internes sont enlevés de l'atome par le choc d'un électron très rapide. Le conférencier montre ce qu'on a déjà obtenu et ce qu'on peut attendre de l'étude des spectres d'absorption. Il donne les courbes d'absorption de HCl entre 3,2 et 3,9 μ, courbes qu'on peut expliquer par les mouvements de la molécule autour de son centre de gravité.

Enfin la théorie de Bohr permet d'interpréter l'effet photoélectrique et la conductibilité des gaz sous l'action des rayons ultraviolets. L'auteur signale la nature paradoxale de ces phénomènes et la contradiction possible avec le principe de la conservation de l'énergie.

La méthode employée par Bohr en dernier lieu, consistant à rechercher comment se comporte un noyau atomique fixant successivement une série d'électrons et quels sont les rayonnements monochromatiques émis au cours de ces transformations, permettra très vraisemblablement l'interprétation des propriétés chimiques des éléments. — H. Tscherning.

La théorie atomique en 1921. — **Moir (J.)** [*Chem. News*, **124** (1922), 133-135 ; 149-152]. — Article qui résume les résultats des expériences de Rutherford sur la désintégration de l'hydrogène et de l'azote par les particules α. L'azote, en particulier, s'est manifesté comme ayant un noyau mixte formé par la réunion de quatre noyaux d'un élément de masse atomique 3, et de deux noyaux d'atome d'hydrogène. L'auteur pense que l'élément de masse atomique 3 doit ressembler à l'hélium. Il paraît probable, d'autre part, que cette particule 3 est elle-même complexe et formée de trois noyaux d'atome d'hydrogène.

Suivent des considérations sur la théorie de la valence de Gilbert Lewis ; sur la structure des molécules d'un certain nombre de corps usuels, basée sur cette théorie. — L. Brüninghaus.

Conceptions nouvelles sur la matière. — **Mackay (G.-M.-F.)** [*Gen. Electr. Rev.*, **25** (1922), 508-513]. — Résumé simple et concis des idées actuelles, d'après une série de conférences faites récemment en Amérique par Aston. Article de vulgarisation. — F. Wolfers.

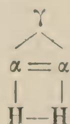
La constitution de l'atome. — **Brüninghaus (L.)** [*R. G. E.*, **11** (1922), 299-308]. — Cet article donne le résumé d'une conférence très intéressante faite par M. E. Bauer devant la Société de Chimie-Physique. Après avoir rappelé les hypothèses initiales sur la structure de l'atome, on montre comment l'expérience a imposé l'atome dynamique, à électrons mobiles autour d'un noyau positif dense. On étudie ensuite la structure probable des différents atomes, le mécanisme d'émission des séries spectrales par les atomes les plus simples (théorie de Bohr), enfin le rayonnement émis par les couches profondes d'électrons planétaires.

La genèse des éléments. — **Neuburger (M.-C.)** [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 133-136]. — Se basant sur les travaux de F.-W. Aston (isotopes des éléments légers) et de Rutherford (décomposition de l'oxygène et de l'azote), l'auteur établit des relations génétiques entre les éléments légers jusqu'au scandium, en admettant leurs noyaux constitués par des noyaux d'hélium, d'isohélium, d'hydrogène et par des électrons. Il donne des relations simples entre le numéro d'ordre, le poids atomique et le nombre des différents constituants, ce qui permet un certain appui

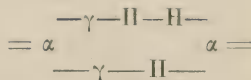
pour l'établissement de la constitution des noyaux à partir de l'oxygène et de l'azote dont la composition est supposée connue. — Th. Aron.

Interprétation du système périodique. — Bohr (N.) [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 112-115]. — Après avoir rappelé brièvement la genèse de la théorie atomique et l'application de la théorie des quanta, l'auteur montre que l'on n'a pas obtenu jusqu'ici de grands résultats concernant l'explication des propriétés chimiques des éléments du tableau de Mendelejeff. Cependant les difficultés auxquelles on se heurte dans l'application de la théorie des quanta ne sont qu'apparentes. Une étude plus approfondie des états stationnaires possibles de l'atome d'après les travaux de Sommerfeld, Vegard, Lande, etc... et la possibilité d'une généralisation naturelle des représentations classiques par l'emploi simultané de la théorie des quanta et de la théorie classique permettront sans doute de lever les difficultés rencontrées dans l'interprétation des propriétés chimiques. — H. Tscherning.

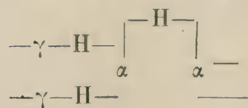
Structure périodique des atomes et des éléments. — Allen (H.-N.) [*Nat.*, **110** (1922), 415]. — A.-C. Crehore a fait récemment usage d'atomes d'hydrogène et d'hélium de types particuliers et d'un atome hypothétique, de masse atomique 2 1/3, pour construire les autres atomes. Il emploie des particules H d'hydrogène avec la charge $+ e$; des particules α d'hélium avec la charge $+ 2e$ et des particules de cet élément hypothétique, avec charge $+ e$. Il paraît admettre l'existence de particules d'hélium avec charge $+ e$. En désignant par γ ces particules, le glucinium peut s'écrire α, γ, H et sa structure parait être $\gamma = \alpha = H$, où les traits représentent des électrons. Son isotope, de masse atomique 12, est $- \gamma - H - \gamma - H \ldots$ formant un anneau de particules à une charge. L'azote est représenté par $2\alpha, \gamma, 2H$ et il peut avoir la structure :



Le fluor, au lieu de la constitution que lui assigne Crehore, peut avoir la suivante : 2α, 2γ, 3H et l'une ou l'autre des structures suivantes :

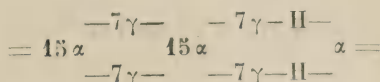


les α se réunissant pour former un anneau; ou bien :



les deux γ se réunissant à la particule α de droite pour former un anneau.

Partant de l'élément de plus faible masse atomique de chaque groupe de la table périodique, l'auteur a pu construire tous les autres éléments de ces groupes, de façon qui représente les analogies et les différences. On est arrivé ainsi jusqu'à l'uranium (U. I.) qui a pour structure :



formant un anneau en forme de chaîne.

Ce type de structure peut être assigné aux éléments du groupe VI.

L. Brüninghaus.

Atomes et électrons. — **Pease** (**R.-N.**) [*Nat.*, **110** (1922), 379-380]. — Sur la base d'une théorie de la structure atomique qui classe les éléments d'après le type d'atome des gaz rares, le cérium et le thorium doivent présenter des propriétés comparables, puisque les atomes de chacun d'eux possèdent quatre électrons de plus que ceux des gaz inertes correspondants, qui sont respectivement le xénon et le niton. Il y a, toutefois, trente deux électrons extra-nucléaires de plus dans l'atome de thorium que dans celui de cérium. En dépit de ce fait, il apparaît que les distances entre les centres atomiques dans les cristaux de ces éléments sont pratiquement les mêmes (pour Ce, 3,62 Å et pour Th, 3,56, d'après Hull), quoique légèrement plus petite pour le thorium. L'un et l'autre cristallisent dans le système cubique à face centrée.

Si l'on peut prendre les distances interatomiques pour mesure des diamètres atomiques, cela signifie que dans le même volume, il y a dans l'atome de thorium une concentration en électrons trente deux fois plus grande que dans l'atome de cérium.

De même, entre le néodyme et l'uranium, il y a une relation de structure analogue à celle existant entre le cérium et le thorium. Et, dans les atomes d'uranium, sont concentrés trente deux fois plus d'électrons que dans les atomes de néodyme, dont le volume est double.

C'est peut-être à ces faits qu'il faut attribuer l'inexistence d'éléments de nombre atomique supérieur à celui de l'uranium, et l'instabilité des éléments de nombre atomique immédiatement inférieur. Avec la charge nucléaire croissante, les forces attractives exercées par le noyau sur les électrons qui l'entourent concentrent ceux-ci de plus en plus près du centre de l'atome. Il ne semble pas improbable que les forces extrêmement intenses, d'attraction et de répulsion, qui doivent résulter de cette concentration puissent être suffisantes pour produire les conditions d'instabilité nécessaires pour que la désintégration radioactive prenne naissance. Si l'on considère les nombreux électrons des atomes radioactifs comme tournant autour du noyau dans l'espace relativement restreint dû à la petitesse du volume atomique de ces éléments, suivant des orbites parcourues avec des périodes différentes, il surgira périodiquement des configurations pour lesquelles le nombre d'électrons dans une région donnée de l'atome sera en excès par rapport à la répartition moyenne, ce qui donnera lieu à des forces sollicitant toutes le noyau dans le même sens. Dans ces conditions, un constituant positivement chargé du noyau pourra être déplacé de sa position d'équilibre et expulsé de l'atome. La vie des atomes de chaque élément dépendrait alors de la fréquence avec laquelle se produit cette configuration favorable d'électrons. — L. Brüninghaus.

La structure des atomes et les propriétés physiques et chimiques des éléments. — **Rohr** (**N.**) [*Fys. Tids.*, (1921),] [*Zeits. f. Phys.*, **9** (1922) 1-67]. — Important travail, présenté par l'auteur lors de la réunion du 18 octobre 1921 de la Société de physique danoise et publié en danois, puis en allemand ; nos lecteurs en ont eu un très bon résumé dans l'article de M. L. Bloch, paru dans un récent numéro [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 110-124]. — L. Brillouin.

La structure des atomes, d'après les travaux récents de N. Bohr. — Bloch (L.) [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 110-124].

Le noyau atomique. — Brunetti (R.) [*Nuov. Cim.*, 22 (1921), 215-245]. — Exposé d'ensemble suivi d'une bibliographie très complète classée chronologiquement et divisée en cinq groupes :

1° Diffusion des rayons X.
2° Diffusion des particules α.
3° Désintégration du noyau atomique.
4° La loi de Moseley et la théorie de Bohr.
5° Le principe d'équivalence de la relativité.

Dans une première partie l'auteur montre comment les premiers travaux de Rutherford sur la diffusion des particules α et les recherches de Moseley sur les spectres de rayons X ont conduit à identifier le nombre d'électrons de l'atome avec le nombre atomique considéré comme place dans la classification de Mendéléef.

La deuxième partie est consacrée aux noyaux atomiques, structure et loi de force au voisinage, avec un exposé rapide des travaux de Rutherford sur les désintégrations par collision avec des particules α. — R. Chevallier.

Poids atomiques et théorie de la relativité. — Smekal (A.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 2 (1921), 19]. — La théorie de la relativité explique-t-elle les écarts entre les poids atomiques et les nombres entiers? L'auteur examine en particulier les différences des poids atomiques uranium-radium et radium-plomb.
G. Bruhat.

Sur le poids atomique de l'isohélium. — Neuburger (M.-C.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 145-146]. — L'auteur calcule, à partir des poids atomiques de l'oxygène, de l'azote et du carbone, le poids atomique du constituant α_i dont il admet l'existence dans ces noyaux. En admettant que la masse du noyau d'un atome ne peut pas être supérieure à la somme des masses de ses constituants et qu'elle ne peut pas lui être inférieure de plus de 0,009, en prenant 4,002 pour la masse de l'atome d'hélium et 1,0075 pour celle de l'atome d'hydrogène, il trouve la valeur 3,0011. — G. Bruhat.

Sur l'élément X_3 de Rutherford et les écarts à la loi de Coulomb au voisinage immédiat des charges électriques élémentaires. — Smekal (A.) [*Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa*, 130 (1921), 149-157]. — L'auteur montre qu'étant donnée la limite supérieure 1,991 qu'il a précédemment calculée pour la masse atomique de l'isotope H_2 de l'hydrogène, il est impossible que cet isotope entre comme constituant dans les noyaux atomiques de C, N et O. Ces noyaux contiennent comme constituant l'élément X_3, dont l'auteur calcule la masse atomique à partir des masses N et O : la valeur trouvée est 2,999. Comme il se compose d'un électron et de 3 noyaux H, sa masse est inférieure de 24.10^{-3} à la somme des masses de ses constituants et son énergie de cohésion est $3{,}56.10^{-5}$ ergs. L'auteur montre comment on peut calculer cette énergie à partir d'un modèle constitué par un électron autour duquel gravitent les 3 noyaux H, sous l'action de forces $\frac{1}{r^n}$; il faut prendre $n = 2{,}128$, pour $r = 1{,}9.10^{-13}$ cm. Ce résultat est en accord avec celui trouvé dans un précédent travail pour la particule α : $n = 2{,}117$ pour des valeurs voisines de r.

En étudiant, avec la même valeur de n, le modèle de l'élément H_2, on trouve pour limite supérieure de sa masse 1,98. On peut imaginer un modèle analogue pour un isotope du lithium de masse 4; mais on trouve une énergie de cohésion très faible et cet élément serait certainement détruit par le choc des particules α.
G. Bruhat.

La structure des noyaux atomiques et les modifications de la loi de Coulomb à l'intérieur des noyaux. Les noyaux du lithium et de l'isohélium. — **Neuburger** (M.-C.) [*Ann. der Phys.*, **68** (1922), 574-582]. — Le noyau Li_6 se compose de deux particules α_i (noyaux isohélium) tournant autour d'un électron. L'auteur calcule d'abord l'énergie $W = - 2{,}37.10^{-7}$ ergs et le rayon $\rho = 9{,}62.10^{-13}$ cm d'après les formules de la théorie de Bohr et la loi de Coulomb. Le calcul de l'énergie, fait, d'après la théorie de la relativité, à partir des masses atomiques, donne $W = - 3{,}13.10^{-6}$ ergs; pour retrouver cette valeur, il faut remplacer la loi de Coulomb par la loi $\frac{1}{r^{2,045}}$ et l'on trouve alors $\rho = 2{,}53.10^{-13}$ cm.

Pour le noyau Hei, formé de trois noyaux H^+ tournant autour d'un électron, l'auteur trouve $W = - 3{,}60.10^{-5}$ ergs; la loi de forces est $\frac{1}{r^{2,127}}$ et l'on obtient $\rho = 1{,}45.10^{-13}$ cm. — G. Bruhat.

Remarque sur la note de Mlle Meitner à la communication de M. Valera. — **Neuburger** (M.-C.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 305]. — Le fait que, d'après les nouvelles expériences de Rutherford, l'isohélium He_3 n'existe pas ne change rien aux théories de l'auteur sur la structure des noyaux. Les calculs qu'il a faits sur le groupe formé par trois noyaux H^+ tournant autour d'un électron ne supposent en rien que ce groupement puisse exister à l'état libre. — G. Bruhat.

Sur les atomes et les molécules. II. — **Crehore** (A.-C.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 886-914]. — A.-C. Crehore continue à développer la théorie de l'atome du point de vue de la théorie électromagnétique de Saha.

Il propose des modèles pour les atomes des éléments légers (H à Na).

L'hypothèse essentielle est que l'électron a la forme d'un ellipsoïde aplati; cette forme détermine la distance des atomes dans la molécule et les résultats obtenus seraient satisfaisants.

L'auteur croit aussi pouvoir expliquer pourquoi l'hélium et le néon sont dépourvus d'affinité chimique. — L. de Broglie.

Un type d'atome électrique idéal. — **J. L.** [*Nat.*, **110** (1922), 873]. — Le *Philosophical Magazine* de décembre contient un long et intéressant travail mathématique de R. Hargreaves, dans lequel l'auteur examine les possibilités de construction de systèmes gravitants formés d'ions positifs massifs libres combinés avec des électrons négatifs libres, l'équilibre existant du fait d'une rotation de l'ensemble. Les solutions fournies par le calcul conduisent à une structure possible pour un noyau atomique idéal du type de Rutherford, c'est-à-dire un anneau tournant formé par des ions positifs et des électrons négatifs alternés, avec ou sans ion positif au centre, ou avec un certain nombre d'ions répartis suivant l'axe de l'anneau. Un nombre limité de structures de ce type sont stables.

L'analyse de la déformation d'un tel anneau libre par un champ de force électrique ou magnétique fournit des résultats frappants en ce qui concerne les polari-

sations qui en résultent, et qui rappellent les résultats classiques analogues obtenus par lord Kelvin et d'autres il y a longtemps déjà, au sujet des tourbillons en anneau dont un fluide peut être le siège. Autour d'un tel anneau-noyau, les électrons extérieurs peuvent décrire des orbites, semblables à celles que divers auteurs ont imaginées.

Il y a là tout un ensemble de considérations théoriques fort intéressantes, en raison de leur lien étroit avec des faits aujourd'hui à l'ordre du jour de l'actualité scientifique. — L. Brüninghaus.

Un modèle magnétique de constitution atomique. — Marsh (J.-K.) et Stewart (A.-W.) [*Nat.*, **109** (1922), 340]. — La description préliminaire que donnent les auteurs d'un nouveau modèle magnétique d'atome repose sur la remarquable coïncidence qui existe entre les résultats qu'ils ont obtenus expérimentalement et les vues d'Aston en ce qui concerne la constitution atomique des éléments légers. Le modèle est constitué par un ensemble d'aimants verticaux tenus dans des disques de liège, et qui flottent sur la surface de l'eau contenue dans un réservoir. Ces aimants mobiles sont soumis au champ d'aimants verticaux fixes placés au dessous et au dessus de la surface de l'eau. En faisant varier de façon systématique le nombre des aimants qui constituent le système, on retrouve entre les diverses dispositions stables des aimants mobiles des relations qui rappellent celles qui existent entre les électrons périphériques et le noyau dans les atomes légers successifs.

Les termes qui précèdent sont, il faut l'avouer, assez vagues, mais ceux employés par les auteurs ne le sont pas moins, et il est difficile de se faire une idée exacte de leur conception d'après leur exposé, qui n'est même pas accompagné d'une figure explicative. Attendons une description plus détaillée et plus claire pour comprendre et pouvoir nous prononcer. — L. Brüninghaus.

Le paramagnétisme et la structure de l'atome. — Cabrera (B.) [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 443-460].

L'ion H négatif. — Klemenc (A.) [*Zeits. f. Elektroch.*, **27** (1921), 470-474]. — Dans l'hydrure de lithium, l'atome d'hydrogène, jouant le rôle d'un halogène, a fixé un électron. On peut supposer que les deux électrons de l'ion H^- sont placés sur une même orbite de Bohr et diamètralement opposés.

Il est facile de voir que l'on a :

$$H^- = H + e + \frac{39,4}{n^2} \text{ calories},$$

n étant le numéro d'ordre du cercle où gravitent les deux électrons.

Mais on peut également calculer cette énergie nécessaire au passage de l'atome d'H à l'état d'ion négatif à partir de la chaleur de formation de l'hydrure de lithium, de la formule de Debye sur les chaleurs spécifiques, de celle de Lindemann, de la théorie de Born sur l'énergie des réseaux cristallins. Au moyen de quelques hypothèses et en fixant approximativement la valeur des quantités inconnues telles que la densité de l'ion H et la chaleur de vaporisation du lithium, l'auteur obtient

$$H^- = H + e + 13 \pm 2,8 \text{ calories}.$$

Dans l'ion H négatif les deux électrons graviteraient donc sur le deuxième cercle de Bohr.

On peut à partir de cette valeur de l'énergie de formation de l'ion H^- calculer la constante de l'équilibre


$H^- \rightleftarrows H + e$, à différentes températures.

Elle est très appréciable dans les conditions où Langmuir a déterminé la constante de dissociation de H^2. Mais il est vraisemblable que la vitesse de la réaction est assez faible pour que la proportion pour 100 d'ions H^- soit, dans ces conditions, très petite. — P. Job.

Sur les relations de phases dans les modèles d'atomes et de molécules de Bohr. — **Born (M.) et Heisenberg (W.)** [*Zeits. f. Phys.*, **14** (1923), 44-55]. — Dans une étude de modèles atomiques de l'hydrogène, l'un des auteurs a montré que l'application de la théorie des quanta conduit à une relation de phase entre les mouvements des électrons de deux atomes assez voisins pour agir l'un sur l'autre.

Une telle action doit exister entre les électrons d'un même atome et introduire une relation entre les phases de leurs mouvements. Déjà Bohr a signalé cette action en montrant qu'elle peut expliquer le doublet de l'orthohélium.

Il est probable que dans tous les atomes cette action met les différents électrons exactement en phase dans l'atome normal. L'étude n'est faite ici que dans un cas particulier où la réduction des périodes indépendantes peut être poursuivie. On montre d'ailleurs qu'il n'en résulte nullement une diminution du nombre des intégrales de phase indépendantes à qualifier.

La méthode de calcul est celle de Poincaré et Lindsted, adaptée par Born et Pauli à la théorie des quanta et développée.

Les auteurs signalent quelques difficultés de la théorie des quanta qui apparaissent lors de la formation des états quantifiés avec des particules libres.

R. Fortrat.

XII. — REVUE DES LIVRES

The determination of hydrogen ions (2e édition). — **Clark (W.-M.)** [1 vol., 24 cm × 16 cm., 480 p., Williams et Wilkins Co, Baltimore, septembre 1922]. — L'ouvrage de W. M. Clark, dont la 1re édition est de septembre 1920 a été réimprimé en septembre 1921 ; devant le succès de son livre, l'auteur l'a revu et considérablement augmenté (480 p. et 2 000 références au lieu de 312 p. et 1 000 références). Le présent livre comprend une introduction (2 chapitres), une première partie consacrée à la méthode colorimétrique (6 chapitres), une 2e partie traitant de la méthode électrométrique (11 chapitres) ; les deux derniers chapitres traitent des méthodes accessoires et des applications.

Introduction. — Elle rappelle les résultats fondamentaux fournis par l'étude de la dissociation électrolytique. L'auteur introduit la notation *pH*, établit les relations entre le *pH*, les constantes de dissociation et les degrés de dissociation des électrolytes en présence ; il insiste sur les électrolytes amphotères, très importants pour les physiologistes (acides aminés). Il définit l'effet-tampon (Bufferaction), montre ses conséquences au point de vue du maintien de la réaction du milieu et indique les difficultés qui se présentent pour les électrolytes forts.

1re Partie. — En principe l'essai colorimétrique consiste à comparer deux solutions d'indicateur à concentration et épaisseur identiques dans le liquide

étudié et une solution tampon (Buffermixture). La préparation de ces mélanges-tampons étant longue, l'auteur donne à titre d'essai dans cette édition un tableau des couleurs des différents indicateurs pour différents *pH* (chap. III).

La théorie des indicateurs est présentée sous la forme classique [Cf. Bjerrum.- *Chemischer et Chemisch-Technischer-Vorträge* (1915), p. 1]. On admet en définitive que la couleur varie par suite d'un réarrangement moléculaire « contrôlé » par le *pH*. L'auteur insiste un peu sur le côté subjectif de la question (bichromatisme de certains indicateurs); il décrit quelques colorimètres. Un chapitre est consacré au choix des indicateurs et à leur préparation, un autre à la préparation des mélanges-tampons. L'auteur décrit ceux de Sörensen, de Walpole, de Clark et Lubs. Ces derniers sont différents de ceux de Sörensen et utilisent en particulier le phtalate acide de K (chap. VI). Les erreurs des déterminations colorimétriques sont étudiées ; l'auteur signale l'erreur de protéine et insiste sur l'*erreur de sel*; il montre la nécessité de mettre en ordre tout le matériel expérimental qu'on possède actuellement sur la question. Il n'est pas douteux qu'il existe des actions spécifiques du mélange-tampon sur l'indicateur, des virages progressifs, etc... ; le procédé qui consiste à admettre que la méthode électrométrique est « standard » et à rejeter toute l'erreur sur l'indicateur n'est certainement pas exact ; il est tout au plus commode. Des tables d'erreurs diverses sont indiquées (chap. VIII).

Les indicateurs ont pour eux les deux avantages de la facilité et de la rapidité ; pour dispenser de refaire pour chaque mesure des solutions-tampons standard, l'auteur indique des standards permanents, donne des tableaux de couleurs, signale une méthode colorimétrique approchée donnant le *pH* par des rapports de nombres de gouttes d'indicateur acide ou basique. Il insiste sur l'usage des indicateurs en bactériologie.

2e *Partie*. — Le principe et la théorie de l'électrode d'hydrogène sont exposés (chap. IX et X). Un chapitre (XI) est réservé à l'importante question de la différence de potentiel au contact liquide KCl – solution ; les différents procédés préconisés pour sa suppression sont indiqués (emploi de KCl saturé, interpolation de Bjerrum, etc...) L'auteur décrit ensuite les électrodes d'hydrogène, donne des indications très précises sur leur réalisation pratique, vases compris. Un appareil simplifié applicable aux titrages est décrit. Un chapitre est consacré à la réalisation des électrodes au calomel, un autre à la description du dispositif de mesure (potentiomètre, électromètre, etc...), un autre à tous les détails pratiques (hydrogène, mercure, thermostats).

Le chapitre XVI, très intéressant au point de vue théorique, traite de la relation entre les potentiels des électrodes d'hydrogène et les potentiels de réduction. On sait les difficultés qu'entraîne la notion de pression de dissolution. L'auteur emploie une nouvelle méthode d'exposition qui permet de réunir dans une même explication toutes les différences de potentiel en solution (électrodes d'H^2, d'O^2, d'oxydation-réduction, différences de potentiel métal-solution). Au point de vue formel, une électrode quelconque peut être considérée comme rentrant dans un type donné, cela ne prouve pas que l'explication corresponde à une réalité physique. Il traite le cas important du mélange quinone-hydroquinone. Les causes d'erreur des déterminations électrométriques tiennent un chapitre. Les solutions « standard » pour le contrôle de l'électrode d'hydrogène sont décrites dans un autre (Walpole, Clark et Lubs).

Enfin le chapitre XIX discute la standardisation des mesures de *pH*. L'emploi de la formule $E = \frac{RT}{F} \log \frac{c_1}{c_2}$ exige la connaissance *d'une concentration en ions H*.

On a obtenu celle-ci en admettant la formule $\gamma = \lambda/\lambda_\infty$ et les données fournies par l'étude de la conductibilité de HCl. Or la formule est inexacte pour HCl, de sorte qu'*on ignore ce qui est déterminé quand on a mesuré E*. Lewis a essayé de sortir de cette indétermination par l'introduction du concept d' « activité ». On a pressé l'auteur d'accorder à ce concept une place importante dans sa nouvelle édition ; après réflexion, il a préféré n'en rien faire. Pour tenir compte du gros travail expérimental déjà fait et pour réserver l'avenir, il propose d'opérer une normalisation des mesures de pH : 1° en fixant les valeurs admises pour la différence de potentiel calomel 0,1 $n./H^2n.$; 2° en admettant la formule $pH = \frac{E_1}{0{,}00019837\,T}$ où $E_1 =$ solution/$H^2n.$ 3° chaque observateur spécifiant de quelle manière il a éliminé la correction du contact liquide.

Le chapitre XX décrit les méthodes accessoires : électrode à quinhydrone, décompositions catalytiques, inversion du sucre, etc... Le dernier chapitre (XXI) est consacré aux applications. Après quelques considérations générales, les applications sont rangées par ordre alphabétique avec la liste des références correspondantes, celles-ci étant finalement groupées à la fin du volume. Des tables donnent un certain nombre de quantités utiles pour le calcul des forces électromotrices et leur correction.

On voit par cette analyse l'importance de l'ouvrage. Ecrit par un chimiste-biologiste, spécialisé depuis longtemps dans ces questions, il renferme naturellement surtout les applications à la biologie. Sa lecture semble indispensable aux physiciens et chimistes ; c'est en tout cas une contribution de premier ordre à la littérature de la question. La position de l'auteur est nettement celle d'un expérimentateur qui se rend compte de l'énorme portée des méthodes employées, renonce provisoirement à en faire une théorie complète et désire seulement amener pour le moment un accord entre leurs résultats expérimentaux. — E. Darmois.

Un grand problème de la nature à la lumière des nouvelles théories. — **Vercelli** (F.) [1 broch., 23 cm × 17 cm, 19 p., *Rivista Marittima*, Rome, 1922]. — Exposé simple des idées de M. Perrin sur l'origine de la chaleur solaire. Les atomes légers comme l'hydrogène s'unissent pour donner des atomes plus lourds avec perte de masse donc rayonnement d'énergie. Le phénomène inverse de désintégration atomique serait secondaire et local, d'ailleurs provoqué par l'absorption de certaines radiations. -- R. Chevallier.

Sur la prévision des termes de correction dans les marées. — **Vercelli** (F.) [1 broch., 23 cm × 17 cm, 24 p., *Rivista Marittima*, Rome, 1922]. — Le calcul astronomique des marées est à la base de toutes les prévisions, mais il faut lui faire subir des corrections du fait des modifications atmosphériques, vent, dénivellation barométrique, cause météorologique amenant une oscillation en masse du bassin. La méthode proposée consiste à décomposer la courbe enregistrée par le maréographe en un certain nombre d'oscillations pendulaire et à admettre que pendant les jours suivants la courbe résultante de ces mêmes oscillations continue à fournir la marée. — R. Chevallier.

Sur la dynamique des oscillations barométriques. — **Vercelli** (F.) [1 broch., 26 cm × 18 cm, 14 p., *Meteorologia pratica*, 1921]. — Les inscriptions barométriques résultent, à des détails secondaires près, de la superposition d'un petit nombre d'ondulations amorties à périodicité bien caractérisée. Cela se voit au

premier coup d'œil dans les courbes des régions tropicales. L'institut de géophysique de Trieste fournit d'ailleurs, dans son bulletin quotidien, le tracé barométrique prévu plusieurs jours à l'avance par cette analyse harmonique. Dans le présent mémoire l'auteur montre que ces ondes barométriques peuvent s'expliquer par ce que l'on sait de la dynamique de l'atmosphère.

Pour les distributions verticales des variations de pression, l'expérience montre tout d'abord que, dans la troposphère, elles conservent le même ordre de grandeur à toute altitude, indépendamment des valeurs absolues de la pression moyenne aux diverses hauteurs. Dès lors on peut admettre que les ondes de pression qui prennent naissance dans la stratosphère sont transmises à peu près intactes jusqu'au sol. Les enregistrements de température dans les régions élevées de l'atmosphère montrent qu'il existe des oscillations thermiques continues expliquant fort bien le départ de ces ondes.

D'autre part Exner prouve que l'inégale distribution des terres et des mers doit nécessairement donner naissance à une variation périodique de la pression.

Enfin les vibrations élastiques libres de l'atmosphère, ou les oscillations accompagnant les mouvements adiabatiques horizontaux de l'air, peuvent également expliquer les ondes barométriques.

L'expérience actuelle est loin de fixer le rôle de chaque facteur.

R. Chevallier.

Weather prediction by numerical process. — Richardson (L.-F.) [1 vol., 29 cm × 33 cm, 236 p., *Cambridge University Press*, 1922]. — Le but final de la science météorologique est d'arriver à déduire, de la répartition des éléments météorologiques constatés à un moment donné, leur distribution à une époque plus ou moins éloignée. Ces déductions, qui sont à la base de la prévision du temps, sont actuellement obtenues par des procédés empiriques dont le principe consiste à admettre que les caractères du temps dans le cas actuel évolueront sensiblement de la même manière que dans des cas similaires observés précédemment. On conçoit que les résultats ainsi obtenus sont purement qualitatifs et que la proportion de réussites est forcément limitée par le fait que deux situations, semblables en apparence, ne se transforment pas nécessairement de la même manière. Il en résulte que la prévision du temps est, dans l'état actuel, un art plutôt qu'une science et que l'expérience du « prévisionniste » y joue un rôle de premier ordre.

Le principe du procédé préconisé par L.-F. Richardson est tout à fait différent. L'état actuel de l'atmosphère est caractérisé en un point donné par les valeurs de sept quantités : les composantes de la vitesse du vent dirigées vers l'Est, le Nord et le zénith, la densité de l'air, la masse d'eau qu'il contient par unité de volume, sa température et sa pression. Ces quantités sont fonction de quatre variables indépendantes : le temps astronomique, l'altitude, la longitude et la latitude géographiques, et leurs dérivées par rapport au temps sont données par sept équations différentielles. On ramène le nombre de celles-ci à cinq en éliminant la température et en résolvant par rapport à la composante verticale du vent. En tenant compte des conditions à la surface, on peut obtenir pratiquement la solution de ces équations, grâce au calcul des différences finies, en utilisant la méthode des différences centrales.

Dans ce but, la surface terrestre est divisée en quadrilatères par des méridiens équidistants (au nombre de 128) et des parallèles tracés à 200 kilomètres les uns des autres. L'atmosphère est divisée à son tour en cinq couches par des plans

situés à des hauteurs de 2 km, 4,2 km, 7,2 km et 11,8 km au-dessus du niveau de la mer. Pour chacune de ces couches les équations fondamentales sont intégrées par rapport à l'altitude. En supposant que les données fournies par l'observation correspondent à la partie centrale de chacun des quadrilatères, on arrive à constituer une espèce de réseau dans l'espace représentant l'état général de l'atmosphère au-dessus d'une certaine région, sur une épaisseur de 20 km. On calcule alors les changements que subissent pendant un intervalle de temps assez court, Δt (6 heures par exemple), les valeurs des diverses quantités, entrant dans les formules, et on obtient un nouveau réseau moins étendu que le premier représentant l'état de l'atmosphère en $t + \Delta t$. En répétant cette opération un certain nombre de fois on peut trouver la distribution des divers éléments au temps $t + n\Delta t$. Cependant les possibilités de ce procédé se trouvent limitées par le fait que chaque nouveau réseau est moins étendu que le précédent et que les erreurs vont en s'accumulant.

Cette méthode appliquée à un cas particulier a fourni des résultats satisfaisants, eu égard aux données initiales dont on disposait. Quoique la longueur des calculs qu'elle nécessite lui enlève une bonne partie de sa portée pratique, elle montre qu'il n'est pas impossible d'appliquer le calcul à la prévision du temps et ouvre aux chercheurs une voie nouvelle qui leur permettra peut-être d'atteindre les règles rigoureuses sur lesquelles on doit s'appuyer si l'on veut que la prévision soit vraiment scientifique. — C.-E. Brazier.

La prévision scientifique du temps. — Guilbert (G.) [1 vol., 25 cm × 16 cm, 438 p., Challamel, Paris, 1922]. — Le nouveau livre de G. Guilbert est à la fois un complément de l'ouvrage qu'il a publié en 1909 (1), une apologie de ses idées, une critique souvent mordante de celles de ses contradicteurs. La méthode de prévision de l'auteur peut se résumer en trois principes : 1° le temps qu'il fait résulte de la distribution actuelle de la pression atmosphérique ; 2° les variations qui se produisent d'un jour à l'autre dans la distribution des pressions sont gouvernées par les anomalies du vent de surface, le vent normal étant celui dont la direction obéit à la loi de Buys-Ballot et dont la force, exprimée dans l'échelle télégraphique, est double du nombre qui mesure le gradient en millimètres de mercure par degré géographique ; 3° les variations qui résultent de ces anomalies se propagent suivant la normale aux isobares vers la droite de l'observateur tourné face au vent : à une anomalie positive correspond une hausse, à une anomalie négative une baisse.

Ces hypothèses permettent d'établir une série de règles qui ne sont guère utilisables que par des personnes disposant des cartes synoptiques. On peut cependant tenter de faire la prévision rationnelle du temps par ses propres moyens simplement en observant les nuages, le vent et les variations du baromètre. Dès 1886, G. Guilbert a montré que les nuages, dont il propose en passant une nouvelle classification, peuvent être considérés comme faisant partie de systèmes indivisibles auxquels il a donné le nom de successions nuageuses. Une succession nuageuse est un ensemble de nuages de formes différentes situés à des altitudes variables et qu'un observateur isolé voit passer dans un ordre qui dépend de la position occupée par cet observateur par rapport à la trajectoire du système. La succession nuageuse peut exister et évoluer indépendamment de toute dépression ; son évolution est soumise à un certain nombre de règles qui, jointes à celles déduites des principes exposés ci-dessus, permettent d'ajouter à la prévision de

(1) Nouvelle méthode de prévision du temps. — Gauthier-Villars, Paris, 1909.

la situation isobarique celle de la nébulosité et des précipitations. Une observation attentive des variations du vent, des changements de pression, de la forme des nuages, de leur vitesse et de l'ordre dans lesquels ils se succèdent donne à l'observateur isolé le moyen de se faire une idée de la répartition des pressions et de pronostiquer rationnellement les changements de temps.

La manière dont peuvent être appliquées dans la pratique ces divers principes est détaillée en quinze chapitres qui forment un véritable manuel du prévisionniste.

Le dernier tiers de l'ouvrage est consacré à la polémique. A côté de ses idées personnelles concernant un certain nombre de phénomènes météorologiques, l'auteur y formule des critiques assez sévères sur les procédés de prévision utilisés par l'école de météorologistes qui s'est formée pendant la guerre. Le lecteur non averti trouvera le ton de ces critiques un peu vif. C'est seulement en lisant la conclusion qu'il comprendra l'état d'esprit qui les a dictées. Doué d'un tempérament d'apôtre, convaincu qu'il possède la vérité météorologique, G. Guilbert veut que tout le monde partage sa foi. L'avenir seul pourra nous montrer jusqu'à quel point ces prétentions sont justifiées. Cependant, quelle que soit l'opinion que l'on professe au point de vue de la valeur scientifique des hypothèses sur lesquelles repose sa méthode, on ne peut qu'admirer la sagacité qu'apporte G. Guilbert dans l'observation des phénomènes naturels et l'habileté avec laquelle il sait utiliser les moindres indices pour prévoir l'évolution de la situation atmosphérique et les changements de temps qui en sont la conséquence. — C.-E. Brazier.

Boletin mensual del Observatorio del Ebro. — [13 (1922), 57-106]. — Détail des observations effectuées en avril, mai et juin 1922. Elles ont porté comme d'ordinaire sur la physique solaire (taches et facules), l'électricité atmosphérique (champ électrique, ionisation), les éléments météorologiques, le magnétisme terrestre (éléments magnétiques et courants telluriques), la sismologie. Aux tableaux numériques sont annexés des graphiques permettant de comparer rapidement les variations des divers éléments mesurés. — C.-E. Brazier.

L'activité solaire pendant le dernier cycle et l'étude de l'influence de la terre sur la formation des taches. — Rodès (L.) [1 broch., 25 cm × 18 cm. 17 p., *Congreso de Oporto*, 2 [1921]. — L'auteur considère comme inexplicable, sans recourir à l'action de la terre, la formation évidente de la majeure partie des grandes taches dans l'hémisphère invisible à la terre et la diminution persistante de l'aire moyenne couverte quand, en raison de sa distance ou de sa position, notre planète est dans les meilleures conditions pour exercer son influence sur le soleil.

Suit un tableau général des taches apparues et de leur position de 1910 à 1920. — R. Chevallier.

Annuaire de l'Observatoire royal de Belgique (1924). — Lecointe (G.) [1 vol., 18 cm × 12 cm, 549 p., M. Hayez, Bruxelles, 1922].

Le Gérant : Maurice Blondin.

PARIS. — SOC. G

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

VIII. — CHIMIE PHYSIQUE

ATOMISTIQUE. ISOTOPES

Sur le modèle de l'ion gazeux H^{2+}. — **Pauli** (W.-Jr.) [*Ann. der Phys.*, **68** (1922), 177-240]. — Travail théorique.

1. Des molécules d'hydrogène chargées + (2 noyaux et 1 électron) existent dans les rayons canaux et peuvent y subsister assez longtemps [Dempster, *Phys. Rev.*, 8 (1916), 651]. Un travail de Franck, Knipping et Krüger [*Ann. der Phys.*, **64** (1921), 288] avait signalé à 11,5 ± 0,7 volts une tension d'ionisation de l'hydrogène attribuée à la formation de H^{2+}; Franck a montré depuis [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 466] que cette conclusion était inexacte. Les observations ne fournissent donc actuellement aucune donnée sur l'état normal (non excité) de H^{2+}.

2. L'auteur discute la condition de stabilité dynamique pour un modèle d'atome ou de molécule ; il aboutit à la conclusion suivante : toutes les trajectoires mécaniques, qu'on peut obtenir par une variation quelconque infiniment petite des positions et vitesses initiales des noyaux et électrons, doivent être infiniment voisines, *dans tout leur parcours*, de la trajectoire primitive. Exemple du modèle de molécule d'H^2 par Bohr-Debye.

3. Le principe de correspondance de Bohr peut s'étendre aux chocs non élastiques, sans émission de radiation (quelques exemples de ces chocs sont donnés). On remarque que, pour les orbites de rang très élevé, la mécanique classique peut de nouveau s'appliquer ; elle permet de calculer dans ce cas la probabilité des chocs suivis d'une augmentation (ou diminution) dw de l'énergie de l'électron incident. Le principe s'énonce ainsi : la mécanique ordinaire doit fournir une mesure (au moins approximative) de la fréquence relative des chocs non élastiques suivis d'une variation d'énergie par quanta. Les conclusions seront exactes pour les grands nombres de quanta, approchées pour les autres.

4. On démontre que, dans tout système quasi-périodique, l'énergie est une fonction toujours croissante de l'intégrale des phases. Ce théorème s'étend aux systèmes qui contiennent des paramètres qu'on peut déterminer à l'aide d'une condition d'équilibre. On doit supposer que les trajectoires dont on compare les énergies se déduisent l'une de l'autre d'une façon continue c'est-à-dire appartiennent à la même *classe*.

5. Les noyaux du système H^{2+} peuvent être regardés en première approximation comme fixes (approximation insuffisante dans d'autres problèmes, comme par exemple l'émission du spectre de bandes de H^{2+}). Dans ces conditions le problème

se ramène à celui des deux centres fixes (Jacobi). On ajoute seulement une condition d'équilibre pour les noyaux (annuler la valeur moyenne de la force qui agit sur eux). Le problème peut être résolu en séparant les variables.

6. Les trajectoires planes du problème ont été discutées par Charlier (Mechanik des Himmels); ce sont des segments de droites, des trajectoires remplissant des portions déterminées d'un plan. Pour toutes ces trajectoires on a $p_z = 0$, on montre qu'elles sont, soit instables, soit hors du problème car elles peuvent s'approcher indéfiniment du ou des noyaux.

Les trajectoires spatiales ($p_z \gtrless 0$) se résolvent en trois classes : 1° celles du plan médian ; 2° celles qui sont symétriques par rapport à ce plan ; 3° celles qui sont dyssymétriques. Celles de la première classe sont instables pour un choc de l'électron perpendiculaire au plan. Celles de la deuxième classe sont stables ; la question de stabilité n'est pas résolue pour la troisième classe.

7. La trajectoire d'énergie minimum de la classe symétrique est (0, 1, 1) ; elle remplit une zone d'un certain ellipsoïde de révolution. On calcule ses dimensions et l'énergie correspondante. Aucun résultat n'a pu être obtenu pour la classe dyssymétrique.

8. On calcule ensuite le travail nécessaire pour éloigner un électron de H^{2+} ; on trouve $J_{H^2+} = 7{,}00$ volts. En admettant que l'énergie D de dissociation de H^2 est 3,6 volts [Franck, *Phys. Zeits.*, **22** (1921), 468] et que la tension d'ionisation de l'atome d'H est 13,53 volts, on doit avoir, en désignant par J_{H^2} la tension d'ionisation de la molécule H^2,

$$J_{H^2} + J_{H^2+} = D + 2J_H = 30{,}7 \text{ volts.}$$

D'où $J_{H^2} = 23{,}7$ volts, tension plus considérable que celle déjà observée de 17,1 volts qui correspond à la transformation $H^2 \rightarrow H + H^+ +$ électron. Il semblerait alors que le processus $H^2 \rightarrow H + H^+$ a lieu avec dégagement d'énergie ; il ne se produit pas cependant spontanément, ni avec émission de radiation ; il aurait lieu probablement par un choc électronique. *L'ion H^{2+} serait métastable.* Ces conclusions sont à rapprocher des prévisions de Franck (loc. cit.).

9. Quelques indications sont données sur l'émission du spectre de bandes de l'hydrogène. — E. Darmois.

Un modèle atomique avec électrons stationnaires. — Allen (H.-S.) [*Nat.*, **110** (1922), 310]. — Langmuir a indiqué que l'on peut concevoir un atome statique doué des propriétés de l'atome de Bohr, pourvu qu'une force égale à $\frac{1}{mr^3}\left(\frac{nh}{2\pi}\right)^2$ s'exerce entre un électron (masse m, charge e) et le noyau. Dans cette relation, n est un nombre entier et h est la constante de Planck. La distance r de l'électron au noyau, lors de l'équilibre stable, est égale au rayon d'une orbite circulaire correspondant à un état stationnaire de la théorie de Bohr. L'énergie totale de l'électron est aussi la même que celle donnée par la théorie de Bohr. La fréquence d'oscillation autour de la position d'équilibre est identique à la fréquence de révolution de l'électron de l'atome de Bohr. Ainsi, la constante de Rydberg et la série de Balmer s'obtiennent sans faire l'hypothèse d'électrons gravitant.

L'auteur de la présente note attire l'attention sur le fait qu'une force du type exactement requis par les considérations précédentes est fournie par le mécanisme de quantum récemment décrit par E.-T. Whittaker. Le mécanisme peut être représenté par une roue formée par un certain nombre de pôles magnétiques, de masse magnétique totale M, tournant suivant une circonférence de rayon a.

Lorsque cette roue tourne autour de son axe avec une vitesse angulaire ω, elle crée un champ électrique tel, qu'un électron, situé en un point de l'axe distant de r du disque, distance grande par rapport à a, est sollicité par une force $\frac{Mea^2\omega}{r^3}$ dirigée suivant l'axe. Whittaker a montré que le moment angulaire du disque magnétique dans l'état permanent est déterminé par l'équation $A\omega = 2eM$, où A est le moment d'inertie de la roue. Supposons que, en général, le moment angulaire soit donné par la relation de quantum due à Nicholson, on aura :

$$A\omega = 2eM = \frac{nh}{2\pi}.$$

Substituant les valeurs de Me et ω ainsi trouvées dans l'expression de la force qui s'exerce sur l'électron, on trouve que la *force de quantum* est donnée par

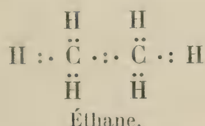
$$\frac{a^2}{2Ar^3}\left(\frac{nh}{2\pi}\right)^2.$$

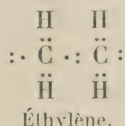
Et cela s'accorde précisément avec l'expression de Langmuir relative à la force de répulsion, en faisant la seule hypothèse additionnelle que $A = \frac{1}{2}ma^2$.

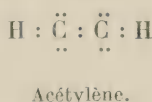
Ainsi l'on voit que, par le mécanisme de Whittaker, il est possible de construire un modèle atomique qui possède les propriétés fondamentales de l'atome de Bohr, mais sans employer d'électrons gravitant. — L. Brüninghaus.

Une théorie de l'octet modifiée. — [*Nat.*, **109** (1922), 629]. — Dans un récent travail, Eastman discute la question des multiples liaisons, dans ses rapports avec la théorie de l'octet de Lewis. On suppose que la paire d'électrons des éléments de la première période (sauf l'hydrogène), quoique n'agissant pas d'ordinaire comme électrons de valence, et formant une couche qui subsiste à travers toute la période, peut prendre part à la formation de groupes extérieurs d'octets quand ces derniers ne peuvent par ailleurs se constituer que difficilement. La double liaison est alors représentée par l'image suivante : les électrons centraux d'un atome ont été attirés dans l'octet externe, qui est lié par deux électrons à un autre atome dans lequel l'arrangement normal est conservé. Dans le cas d'une triple liaison, les deux électrons intérieurs sont supposés avoir été attirés dans la couche extérieure de deux atomes adjacents, et il y a encore deux électrons communs aux deux atomes.

Ces arrangements sont illustrés par les formules de l'éthane, de l'éthylène et de l'acétylène, dans lesquelles les symboles représentent les noyaux, et où les points montrent les électrons extérieurs :


Éthane.


Éthylène.


Acétylène.

Les électrons des octets non saturés sont supposés tenus dans leurs positions d'équilibre à de plus grandes distances du noyau que d'ordinaire, le passage de la position étendue à l'autre libérant de l'énergie. — L. Brüninghaus.

Spéculation concernant l'électron positif. — Lodge (O.) [*Nat.*, 110 (1922), 696-697]. — L'auteur pose la question suivante : Pourquoi seuls les électrons négatifs existent dans le système satellite des atomes? Pourquoi les noyaux atomiques n'ont-ils jamais un excès de charge négative, neutralisée par des électrons positifs satellites? — L. Brüninghaus.

Spéculation relative à l'électron positif. — Poole (H.-H.) [*Nat.*, 111 (1923), 15-16]. — Développant les idées de Lodge, l'auteur donne quelques calculs et hypothèses sur la possibilité de formation de protons à partir d'électrons positifs et négatifs ; ces protons se réuniraient ensuite pour former des noyaux lourds. — L. Brüninghaus.

Une conciliation possible entre les modèles atomiques de Bohr et de Lewis et Langmuir. — Hugues (W.) [*Nat.*, 110 (1922), 37-38]. — On peut dire en gros que les avantages du modèle atomique de Bohr reposent sur l'explication très exacte qu'il fournit de la réaction des atomes et des molécules avec les radiations ; tandis que ceux du modèle Lewis-Langmuir résultent de ce qu'il représente d'une façon très satisfaisante le mécanisme des combinaisons chimiques. Malheureusement, les avantages de l'un quelconque des deux modèles font défaut dans l'autre. Les deux modèles doivent pourtant, d'après ce qui précède, posséder chacun des propriétés qui sont des représentations exactes de la vérité, et le problème est maintenant d'établir un troisième modèle dont la structure présente l'ensemble de ces propriétés. L'auteur propose ici une modification du modèle de Lewis-Langmuir qui paraît à première vue fournir de ce problème une solution assez satisfaisante.

Considérons d'abord le modèle d'atome bien connu de Lewis-Langmuir. Il comporte un noyau central, entouré d'électrons, dont les positions moyennes sont fixes les unes par rapport aux autres, et aussi par rapport au noyau. Remarquons ensuite que, pour expliquer la réaction qui se produit entre l'atome et l'énergie radiante, il est nécessaire de supposer que ces électrons possèdent une accélération de quelque sorte. Le genre particulier d'accélération qui s'accorde le mieux avec les résultats de l'expérience est l'accélération orbitale supposée par Bohr. Mais, puisque les électrons sont fixes (ou sont tout au moins supposés ne se déplacer que très légèrement par rapport à leur position moyenne fixe) dans le modèle de Lewis-Langmuir, l'accélération orbitale est impossible dans ce modèle.

Or, il semble qu'une façon de sortir de cette difficulté soit de supposer que les couches d'électrons sont fixes, et que c'est le noyau qui tourne autour d'un axe déterminé.

En vertu de la théorie de la relativité, il est sans importance de considérer les électrons comme décrivant des orbites autour d'un noyau sans rotation, ou de considérer le noyau comme tournant à l'intérieur des couches d'électrons, ceux-ci étant fixes les uns par rapport aux autres. Ce modèle paraît réunir à la fois les avantages de deux sortes d'atomes ci-dessus envisagés. Toutefois, il faut noter qu'au point de vue de l'explication des séries spectrales, il est loin d'avoir la souplesse de l'atome de Bohr : dans ce dernier, les électrons sont indépendants les uns des autres, et on peut rattacher les particularités spectrales à des mouvements des électrons suivant des lois différentes. Le modèle proposé par l'auteur n'est pas dans ce cas. — L. Brüninghaus.

Les atomes de Bohr et de Langmuir. — Lodge (O.) [*Nat.*, 110 (1922), 341]. — Les chimistes éprouvent une certaine difficulté à expliquer la combinaison moléculaire au moyen d'une attraction électrique entre les électrons gravitant

qui apparemment composent les parties périphériques de l'atome, ce qui explique leur préférence pour une disposition plus statique. A la vérité, il n'est pas aisé d'expliquer la stabilité des molécules par une attraction de nature purement électrique entre les atomes qui les composent. L'auteur propose de considérer, pour établir une théorie de l'affinité, les forces magnétiques engendrées par la rotation des électrons. On a ainsi des électrons en mouvement, et cependant des actions d'ordre statique liant les atomes les uns aux autres. — L. Brüninghaus.

Le dilemme de l'atome d'hélium. — Van Vleck (J.-H.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 419-420]. — Tous les modèles simples et symétriques de l'atome d'hélium, tels que les veut son extrême stabilité chimique, paraissent fournir des potentiels d'ionisation inacceptables ; on peut penser, dans ces conditions, que quelque radicale modification de la théorie du quantum de la structure atomique est devenue nécessaire. L'auteur propose deux modifications possibles. Elles consisteraient, soit à modifier l'énoncé des conditions du quantum, soit à modifier la loi de force s'exerçant entre électrons négatifs. — L. Brüninghaus.

Sur le modèle de l'atome d'hélium. — Kramers (H.-A.) [*Zeits. f. Phys.*, **13** (1923), 312-341]. — L'atome d'hélium est le plus simple, après celui de l'hydrogène ; mais jusqu'à présent on n'a pu déterminer exactement sa configuration par les règles de quanta. On a proposé le type orthohélium, avec deux électrons diamétralement opposés, parcourant une même trajectoire circulaire à 1 quantum ; le type le plus probable est le parhélium, avec deux électrons sur deux trajectoires croisées. Kramers essaye d'étudier théoriquement ce modèle, proposé par Bohr, et qui s'appliquerait aussi au mouvement des deux électrons K de tous les corps simples. Pour un corps à forte charge nucléaire, on peut négliger les actions mutuelles des deux électrons, et le mouvement serait le suivant : chaque électron décrit un cercle ; les deux plans des cercles font un angle de 120° entre eux ; les électrons se placent de manière à être le plus loin possible l'un de l'autre ; au moment où l'un d'eux passe en un point de croisement des trajectoires, l'autre passe au point diamétralement opposé.

L'angle des plans des orbites est choisi égal à 120°, de manière que, chacun des électrons ayant un moment de quantité de mouvement égal à $H = \frac{h}{2\pi}$, le moment total, pour l'atome, soit aussi H.

On pourra passer de ce mouvement à celui qui correspondrait à l'hélium, en introduisant la perturbation due aux répulsions des électrons, ce qui peut être supposé effectué par une voie adiabatique, au sens d'Ehrenfest ; les deux trajectoires prennent alors un mouvement de rotation d'ensemble, ainsi que le montre très simplement l'auteur.

De tels modèles ont déjà été envisagés au point de vue théorique par Kramers et divers auteurs : N. Bohr [*Zeits. f. Phys.*, **9** (1922), 29] ; Kemble [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 123], Van Vleck [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 419 et *Phil. Mag.*, **44** (1922), 842]. Ces différents travaux concordent sensiblement avec les calculs que donne Kramers, et donnent, pour l'énergie de l'atome normal d'hélium, la valeur

$$E = -5{,}5235\ W_0$$

où W_0 est le potentiel d'ionisation de l'atome normal d'hydrogène, soit 13,54 volts ; ce résultat correspondrait à un potentiel d'ionisation théorique de 1,5235 W_0 alors que la valeur expérimentale est 1,807 W_0 d'après Lymans [*Nat.*, 26 août 1922] ou

Franck [*Zeits. f. Phys.*, 11 (1922), 155]. Il reste donc, entre la valeur théorique et la valeur expérimentale, une différence de 0,284 $W_0 = 3,9$ volts.

L'auteur constate, d'autre part, que le modèle proposé n'est pas mécaniquement stable : si l'un des électrons est un peu écarté de sa position, il tend à s'en écarter progressivement de plus en plus ; cette remarque est des plus importantes, car jusqu'à présent on a toujours admis que les règles de quanta permettaient seulement de choisir certains mouvements privilégiés, parmi les mouvements mécaniquement stables.

L'auteur conclut que les lois de la mécanique ne seraient pas applicables aux actions réciproques entre électrons et noyau atomique ; cette supposition avait déjà été faite par Bohr, qui pense que les lois classiques, jointes aux règles de quanta, ne suffisent pas pour expliquer la structure des atomes complexes, et l'existence des niveaux d'énergie bien définis que révèle l'étude des spectres de rayons X. — L. Brillouin.

Atome de Bohr. Fonction de Lagrange circum-nucléaire. — Brillouin (M.) [*C. R.*, 173 (1921), 30]. — Indications succinctes sur une étude théorique qui sera détaillée ailleurs. L'auteur cherche à priori la fonction de Lagrange la plus générale qui fournisse des orbites privilégiées possédant les caractères essentiels des orbites de Bohr-Sommerfeld. La forme générale à laquelle il arrive comporte des paramètres arbitraires, qui permettent de particulariser en attribuant aux orbites privilégiées successives telles stabilités ou instabilités qu'on voudra.

J. Villey.

Atome de Bohr. Fonction de Lagrange circum-nucléaire. — Brillouin (M.) [*C. R.*, 173 (1921), 639]. — Suite des recherches sur l'atome de Bohr, dont les premiers résultats ont été donnés dans une note antérieure [*C. R.*, 173 (1921), 30]. Expression des termes circum-nucléaires de la fonction de Lagrange qui définit le mouvement de l'électron autour du noyau positif. Mouvement de l'électron ; les orbites privilégiées sont toujours elliptiques, les orbites quasi hyperboliques ont des formes très compliquées. — A. Blanc.

Atome de Bohr. Fonction de Lagrange circum-nucléaire. — Brillouin (M.) [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 65-73.]

Sur le problème de l'atome et du rayonnement. — Skaupy (F.) [*Zeits. f. Phys.*, 12 (1922), 184-188]. — La théorie électromagnétique exige l'instabilité d'un atome isolé du type Rutherford-Bohr ; mais un atome ne se présente jamais à nous isolé et l'on pourrait concevoir que, dans un ensemble d'atomes, les actions mutuelles assurent la stabilité de chacun d'eux. F. Skaupy pense que ce point de vue développé permettrait d'expliquer non seulement la stabilité de l'atome, mais tous les phénomènes à quanta : émission, absorption, fluorescence, effet photo-électrique.

De telles explications paraissent bien vagues et n'expliquent pas grand'chose.

L. de Broglie.

Sur le champ électromagnétique des trajectoires stationnaires de Bohr. — Bauer (E.) [*C. R.*, 174 (1922), 1 335]. — Il résulte de la théorie de Lorentz que, si les trajectoires stationnaires de Bohr n'émettent aucune onde, leurs champs à grande distance doivent être constants ; les quanta ont pour effet de produire à une certaine distance ρ de l'atome un *régime permanent*. La comparaison de la masse initiale de l'électron décrivant une orbite stationnaire avec sa

masse initiale à l'état libre permet de calculer une limite inférieure de la distance ρ ; elle est probablement de l'ordre des diamètres atomiques. On peut alors imaginer la distribution des champs, pour un atome d'hydrogène, de la façon suivante : au voisinage immédiat de l'électron, les champs sont les mêmes que s'il était libre ; puis vient une zone intermédiaire dont on ne sait rien ; enfin, de la distance ρ à l'infini, les champs sont constants. — A. Blanc.

Les superconducteurs et le modèle de l'atome Rutherford-Bohr. — **Kamerlingh Onnes (H.)** [*Comm. Phys. Labor. Leiden*, S. 44 a, 15 (1922), 30-50]. — *Rapport présenté au 3e conseil de Physique Solvay (Bruxelles, avril 1921).*

Exposé d'ensemble des propriétés des superconducteurs.

A des températures comprises entre 2° et 7° abs., la résistance électrique des métaux suivants : mercure, étain, thallium, plomb et radium A, subit une discontinuité qui la fait tomber pratiquement à zéro. Par exemple, pour le plomb, le rapport des résistances à 4°25, et à 273° est inférieur à $0,5 . 10^{-10}$. Il paraît y avoir une résistance résiduelle extrêmement faible. Les températures de la discontinuité pour les divers métaux ne sont pas des températures correspondantes.

Pour les autres métaux on n'a pu mettre en évidence jusqu'ici aucune discontinuité de la résistance.

A température constante, un champ magnétique, agissant sur un superconducteur, fait reparaître sa résistance de façon très brusque, lorsqu'il atteint une intensité insuffisante. Cette intensité dépend de la température et, dans une certaine mesure, de l'orientation du conducteur par rapport au champ.

La réapparition discontinue de la résistance se produit aussi lorsque l'intensité du courant qui parcourt le superconducteur devient assez forte. Le courant paraît agir par son propre champ magnétique.

Les propriétés élastiques, la chaleur spécifique et la *conductibilité calorifique* ne subissent aucune variation discontinue au moment où le métal devient superconducteur.

Pour rendre compte des valeurs énormes prises par la conductibilité l'auteur propose d'admettre que, dans certaines circonstances, des filaments de grande longueur se forment dans le conducteur par réunion d'atomes voisins. Le long des filaments les électrons qui prennent part à la conduction pourraient glisser à la surface des atomes et passer d'un atome à l'autre sans leur transmettre d'énergie.

Dans la notion de ces filaments se retrouve l'idée d'alignement déjà proposée par J.-J. Thomson pour expliquer la disparition brusque de la résistance.

Plusieurs problèmes importants se posent lorsque l'on cherche à interpréter par les propriétés de l'atome de Bohr, soit l'hypothèse qui précède, soit les différents faits expérimentaux rappelés ci-dessus. — G. Foëx.

Sur le principe de la relativité et la physique atomique. — **Wereide (Th.)** [*Fys. Tids.*, 20 (1922), 137-141]. — La physique atomique de Bohr repose sur deux principes, la *mécanique classique* permettant de calculer les trajectoires *possibles* de l'électron et les *conditions de quanta* permettant un *choix* de ces trajectoires. Cependant, d'après le principe de relativité, les formules de la mécanique classique ne sont pas tout à fait exactes et il faut considérer un terme de *correction de relativité* qu'il est logique de faire intervenir dans les trajectoires de l'électron dans l'atome.

Appliquant ceci, Sommerfeld a fait une théorie de la structure fine des raies spectrales qui a été remarquablement confirmée par les mesures de Paschen. Il

faut cependant noter que le principe de relativité employé par Sommerfeld n'est pas le principe *général* mais le principe *restreint*, bien que l'électron se meuve avec une vitesse et dans un champ de forces relativement intenses. Par suite, les mouvements périhéliques sur les ellipses de Sommerfeld ont lieu suivant une toute autre loi que pour Mercure.

Quels résultats obtiendra-t-on si l'on emploie le principe de relativité généralisée? Ce problème revient à *appliquer à l'atome le principe de relativité généralisée.*

L'auteur considère seulement un électron se mouvant dans un champ statique, symétrique et positif. Par les hypothèses les plus immédiates aux trois questions fondamentales suivantes :

I. — *De quelle forme est la différentielle* ds *déterminant le mouvement de l'électron dans l'atome?*

II. — *Quelle est la forme générale de l'énergie de l'atome?*

III. — *Quelle est la forme générale des conditions de quanta?*

l'auteur arrive à une théorie de la structure fine des raies spectrales se rapprochant beaucoup de celle de Sommerfeld.

I. — La différentielle ds a pour expression :

$$ds^2 = \gamma\, du^2 - \gamma^{-1}\, dr^2 - r^2\, d\varphi^2, \qquad u = ct,$$

avec le centre de symétrie comme origine et r et φ comme coordonnées polaires de l'électron.

En mécanique, on prend pour valeur du potentiel γ :

$$\gamma = 1 - 2\frac{x}{r}, \qquad -\frac{x}{r} = \frac{\Phi}{m}$$

où m est la masse de la particule de masse en mouvement et Φ, son énergie potentielle. L'auteur n'admet pas l'exactitude de cette valeur de γ (laquelle est une solution de l'équation de gravitation $G_{\mu\nu} = 0$, mais peut aussi se déduire de la mécanique classique) et développe γ en série en fonction de $\frac{x}{r}$:

$$\gamma = 1 + a\frac{x}{r} + b\frac{x^2}{r^2} + \dots$$

les constantes a et b étant à déterminer par des données spectroscopiques.

II. — L'expression générale de l'énergie doit : 1° être constante pendant les mouvements de l'électron sur les orbites stationnaires ; 2° être identique à l'expression classique de l'énergie pour des champs et des vitesses suffisamment faibles.

Les fonctions $mc^2\gamma\,\frac{du}{ds}$ et $\frac{mc^2}{2}\gamma^2\left(\frac{du}{ds}\right)^2$, satisfont, en ce qui concerne les termes variables, à ces conditions et donnent pour la partie variable de l'énergie :

$$W = \frac{mc^2}{2}\left(a\frac{x}{r} + b\frac{x^2}{r^2} + \frac{w_r^2}{c^2} + \frac{w_\varphi^2}{c^2} + a\frac{x}{r}\frac{w_\varphi^2}{c^2} + \dots\right)$$

avec

$$w_r = \frac{dr}{d\sigma}, \quad w_\varphi = r\frac{d\varphi}{d\sigma}, \qquad \sigma = \frac{s}{c}.$$

III. — On doit avoir, lorsque l'électron se meut en satisfaisant la première des équations :

$$mr^2 \frac{d\varphi}{d\sigma} = C^{te}.$$

D'après Sommerfeld, la même équation est valable avec cette différence que $d\sigma$ est défini comme dans le principe de relativité restreinte, avec $\gamma = 1$. Les conditions de quanta de Sommerfeld peuvent s'écrire :

$$\int mr^2 \frac{d\varphi}{d\sigma} d\varphi = \int mrw_\varphi d\varphi = nh$$

$$\int m \frac{dr}{d\sigma} dr = \int mw_r dr = n'h.$$

L'auteur prend les mêmes conditions sous les mêmes formes, mais en définissant $d\sigma$ en accord avec le principe de relativité généralisée. Un calcul analogue à celui de Sommerfeld donne :

$$W = -\left(\frac{a}{2}\right)^2 N \left(\frac{E}{e}\right)^2 h \left[\frac{1}{(n+n')^2} + \frac{(a^2 - 2b)\alpha^2}{2(n+n')^4}\left(\frac{E}{e}\right)^2 \frac{n'}{n} + \frac{(a^2 - 2b)\alpha^2}{2(n+n')^4}\left(\frac{E}{e}\right)^2 + \dots\right]$$

Comparée avec celle de Sommerfeld :

$$W_s = -N\left(\frac{E}{e}\right)^2 h \left[\frac{1}{n+n')^2} + \frac{\alpha^2}{(n+n')^4}\left(\frac{E}{e}\right)^2 \frac{n'}{n} + A\frac{\alpha^2}{(n+n')^4}\left(\frac{E}{e}\right)^2 + \dots\right], \qquad A = \frac{1}{4},$$

cette formule montre une vérification des deux premiers termes, la valeur du troisième terme semblant incertaine. On doit alors avoir $a = -2$, $b = 1$, ce qui donne une énergie coïncidant avec celle de Sommerfeld, sauf $A = 1$ (d'après Sommerfeld $A = \frac{1}{4}$).

Pour γ on a :

$$\gamma = 1 - 2\frac{x}{r} + \frac{x^2}{r^2} = \left(1 - \frac{x}{r}\right)^2$$

qui ne satisfait pas généralement $G_{\mu\nu} = 0$.

Si on applique cette valeur de γ à l'astronomie, on a pour les mouvements de périhélie de Mercure 35",8 par siècle, au lieu de 42",9 précédemment calculé. Il est donc très important de tirer au clair l'exacte valeur de A et les mouvements de périhélie de Mercure. — H. TSCHERNING.

Le calcul des spectres non hydrogénoïdes à partir du mouvement central des électrons. — Fues (E.) [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 364-378]. — L'auteur étudie la variation de la fonction potentiel à l'intérieur de l'atome. Il part d'un modèle comportant une enveloppe de 8 électrons placés aux sommets d'un cube et suppose que l'électron lumineux est, dans une partie de son orbite, en

dehors du cube ; dans une autre, à l'intérieur. Il peut ainsi interpréter les formules de Ritz et expliquer la variation du terme correctif introduit au dénominateur ; il peut également interpréter la différence entre le spectre d'arc et le spectre d'étincelle. — G. Bruhat.

Sur les propriétés optiques de l'hydrogène d'après le modèle de Bohr-Debye. — Gans (R.) [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 81-91]. — Le modèle proposé par Bohr et Debye pour la molécule d'hydrogène permet de prévoir les propriétés optiques de ce corps. Reprenant et complétant les calculs de Debye et de Sommerfeld, l'auteur donne des formules pour la réfraction, la dispersion et la diffusion de la lumière par de semblables molécules. Les expériences de Kirn pour la détermination de l'indice de réfraction de l'hydrogène apportent une bonne vérification des formules théoriques ; il subsiste néanmoins des discordances notamment dans le domaine ultraviolet, discordances imputables soit au modèle moléculaire adopté soit à l'emploi des équations de l'électromagnétisme. R. Gans prévoit aussi l'existence d'une double réfraction électrique dont le signe changerait vers $\lambda = 4\,850$ Å ; cette double réfraction serait trop petite pour être mesurée. — L. de Broglie.

Sur le calcul des fréquences critiques d'absorption des éléments chimiques. — Duane (W.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 7 (1921), 260-267 ; 267-273]. — Le calcul des fréquences critiques d'absorption est la pierre de touche de toute théorie atomique actuelle. W. Duane suppose que les électrons de l'atome décrivent des trajectoires planes situées dans des plans parallèles et formant un système symétrique par rapport au noyau. Ce schéma admis, la loi des moments angulaires de Bohr et sa loi des fréquences permettent de calculer la fréquence d'absorption K en tenant même compte de la variation de la masse avec la vitesse. Pour effectuer les calculs, il faut se donner la distribution des électrons entre les différents anneaux. Certaines lois simples de distribution conduisent à des valeurs de la fréquence K en bon accord avec l'expérience. Dans la seconde note, W. Duane reprend les mêmes calculs avec plus de rigueur et adopte la loi de distribution des électrons indiquée récemment par Bohr ; les résultats numériques sont toujours satisfaisants. Dans cette théorie, il n'est pas tenu compte de la « structure fine » des niveaux d'énergie. La concordance avec l'expérience rend cette tentative intéressante, peut-être serait-il téméraire d'en conclure que le schéma proposé représente vraiment la réalité. — L. de Broglie.

Le modèle de Bohr des molécules d'hydrogène et leur susceptibilité magnétique. — Honda (K.) [*Nat.*, 110 (1922), 664-665]. — On croit généralement que le modèle de Bohr pour l'hydrogène n'explique pas le diamagnétisme du gaz. Car, d'après la théorie de Langevin, ces molécules d'hydrogène devraient avoir une susceptibilité paramagnétique, tandis qu'en fait le gaz est diamagnétique, comme l'a montré T. Soné. Cette note a pour but de montrer que la manière de voir rappelée plus haut n'est pas correcte.

On sait que, outre trois degrés de liberté de translation, les molécules d'hydrogène possèdent deux degrés de liberté de rotation. D'après le modèle de Bohr ce mouvement de rotation doit, par raison de symétrie, se produire autour d'un axe perpendiculaire à l'axe magnétique des molécules, ou ligne passant par les deux noyaux. Ce mouvement de rotation est uniforme et croît avec la température ; il en résulte que l'effet magnétique de chaque molécule dû à la gravitation des électrons doit disparaître. Dans ce cas, la théorie du paramagnétisme de Langevin n'est pas applicable ; elle ne peut servir que pour des molécules qui n'ont pas

de degré de liberté de rotation, ou qui tournent autour de leurs axes magnétiques.

Si un champ magnétique intense agit sur un aimant tournant uniformément de façon à ce que la direction du champ soit contenue dans le plan qu'il décrit, la rotation s'accélère d'abord légèrement pour une demi-révolution mais est retardée pour la demi-révolution suivante, et cela donne lieu à un effet diamagnétique, comme l'a montré antérieurement l'auteur. Dans le cas des molécules d'hydrogène, le moment d'inertie autour de l'axe de rotation est grand, à cause de la distance des noyaux : donc, pendant la rotation, l'ensemble de ces deux noyaux se comporte comme un grand volant et, avant que la révolution de la molécule ait eu le temps de s'accélérer sensiblement, elle est à nouveau excitée par des impacts thermiques. On peut ainsi supposer que cette rotation n'est pas sensiblement affectée par l'action d'un fort champ magnétique, et qu'elle reste moyennement uniforme.

Il en résulte que le gaz hydrogène est diamagnétique, et que sa susceptibilité peut-être calculée au moyen de la théorie du diamagnétisme de Langevin.

Si l'orbite normale décrite par les électrons est un cercle à un quantum, son rayon est

$$a = 0{,}507.10^{-8} \text{ cm}.$$

On a alors pour la susceptibilité magnétique par molécule-gramme du gaz :

$$\chi = -\frac{nm}{12}\left(\frac{e}{m}\right)^2 \Sigma a^2,$$

où n est le nombre total des électrons et où Σ doit être pris pour différentes orbites. En appliquant cette formule au cas précédent, on obtient :

$$\chi = -0{,}712.10^{-6}.$$

Dans le cas d'une orbite elliptique à 2 quanta, le rayon du cercle équivalent est égal à :

$$a = 1{,}433.10^{-8} \text{ cm}$$

et on a :

$$\chi = -5{,}70.10^{-6}.$$

La susceptibilité diamagnétique observé par Soné, $\chi = 3{,}96.\ 10^{-6}$, est comprise entre les deux nombres précédents. Dans les cas réels, une certaine fraction du nombre total de molécules peut posséder l'orbite à un quantum, et l'autre fraction, la seconde orbite à 2 quanta, etc. En supposant que le gaz hydrogène ne contienne que les deux premières sortes de molécules, dans les proportions de 35 et 65 pour 100 respectivement, la valeur calculée coïncide exactement avec la valeur observée. — L. Brüninghaus.

Structure électronique des atomes. — **Huggins** (M.-G.) [*Journ. of Phys. Chem.*, 26 (1922), 601-625]. — Extension de la théorie de Lewis à tous les éléments. Les électrons se rassemblent par paires au sommet de tétraèdres réguliers. Ceci est possible si l'on suppose que la répulsion entre deux électrons passe par un maximum pour une distance de l'ordre de 1 Å. Dans une couche atomique les électrons se placent vis-à-vis du centre de la face du polyèdre formé par les groupes d'électrons de la couche inférieure.

L'auteur obtient ainsi pour chaque valence de chaque élément un arrangement qui paraît conforme aux faits. — P. Job.

Analyse de la structure électronique des éléments. — **Dauvillier (A.)** [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 154-177].

Analyse de la structure électronique des éléments. — **Dauvillier (A.)** [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 221-251].

Quelques faits relatifs à la structure des atomes, spécialement de l'atome d'hélium. — **Millikan (R.-A.)** [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 456-460]. — Une gouttelette d'huile portant un électron est maintenue en équilibre par un champ électrique vertical. On fait passer un rayon α juste au-dessous d'elle jusqu'à ce qu'un ion positif formé dans son voisinage immédiat vienne se coller à elle en lui apportant sa charge. Celle-ci est déterminée par la vitesse de chute prise par la gouttelette.

En introduisant des feuilles minces d'aluminium sur le trajet du rayon α, on réduit la vitesse des particules et on peut l'amener à avoir le pouvoir ionisant maximum au moment de son passage sous la gouttelette d'huile.

Avec l'hélium, on observe en général l'émission simultanée d'un seul électron, quelquefois de deux. La probabilité d'une émission double augmente avec le pouvoir ionisant et a pour maximum 0,16. Au contraire, avec H, C, N, O et Hg en combinaisons moléculaires, il n'y a jamais émission que d'un électron à la fois. On en conclut que l'ionisation multiple observée par Thomson est due à des ionisations successives. Les 2 électrons extérieurs de l'hélium sont indépendants et la probabilité qu'ils soient au voisinage immédiat l'un de l'autre paraît être 0,16 soit à peu près $\frac{1}{6}$. L'absence d'ionisation multiple simultanée dans des atomes ayant jusqu'à 82 électrons (Hg) montre que la plupart de ces électrons sont attirés bien plus fortement par le noyau ; elle est un argument en faveur de la multiplicité des trajectoires des électrons extérieurs, seuls détachables par un rayon α.

R. Fortrat.

La fréquence des électrons dans l'atome de néon. — **Broughall (L.-St.-C.)** [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 339-344]. — L'auteur, conformément aux idées de Langmuir, considère l'atome de néon comme formé de 8 électrons placés au sommet d'un cube dont le noyau occupe le centre, les deux autres électrons se trouvant quelque part à l'intérieur du cube. Les électrons sont animés de rotations autour de trois axes rectangulaires ce qui explique la symétrie sphérique souvent attribuée aux atomes de ce gaz inerte. Le diamètre de cette sphère atomique étant déterminé par les mesures de viscosité, les dimensions du cube se trouvent déterminées et, si l'on suppose les deux électrons K situés sur un des axes de rotation à égale distance de part et d'autre du noyau, la loi de Coulomb permet de calculer les actions mutuelles des centres électrisés et d'en déduire les vitesses de rotation nécessaires pour l'équilibre dynamique du système. On obtient aussi la distance des électrons K au noyau. Cette théorie, purement fondée sur l'idée d'octet de Langmuir, ne fait aucun appel à la notion de quanta. Le rayon calculé du cercle K est 10 fois plus grand environ que celui prévu par la théorie de Bohr.

L. de Broglie.

La distribution des électrons autour du noyau dans les atomes de sodium et de chlore. — **Bragg (L.), James (R.-W.) et Bosanquet (C.-H.)** [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 433-449]. — Les rayons X réfléchis par des cristaux sont diffractés par les différents constituants des atomes et la variation de leur intensité

en fonction de l'angle permet d'avoir des renseignements sur la distribution des électrons. On a seulement des renseignements, car il semble que l'atome placé à un nœud d'un réseau cristallin puisse y prendre n'importe quelle orientation. Il résulte de là que cette méthode ne pourra pas déterminer autre chose que la distance des électrons au centre de l'atome et ne dira rien au sujet des positions relatives des électrons. Ces distances elles-mêmes ne sont pas complètement déterminées, on peut seulement voir que certaines distributions sont possibles et d'autres non.

On aurait une distribution possible avec des électrons placés sur quelques sphères :

Na ionisé	7 électrons sur une sphère de rayon égal à			0,29 Å
	3	—	—	0,76 Å
Cl ionisé	10 électrons sur une sphère de rayon égal à			0,25 Å
	5	—	—	0,86 Å
	3	—	—	1,46 Å

Le calcul indique aussi comme possible une distribution conforme à la théorie de Bohr, l'atome ionisé de Na aurait ses 10 électrons répartis : 2 sur une trajectoire circulaire à 1 quantum, 4 sur une trajectoire circulaire à 2 quanta et 4 sur une trajectoire elliptique à 2 quanta. On trouve alors pour dimensions de ces trajectoires :

Cercle à 1 quantum, rayon = 0,05 Å
— 2 quanta = 0,34 Å
Ellipse à 2 quanta, demi grand axe = 0,42 Å.

L'incertitude sur le facteur de l'agitation thermique ne cause qu'une erreur insignifiante à cause de la faible amplitude des mouvements d'agitation thermique (0,02 à 0,03 Å) qui modifient peu la répartition des électrons. La méthode est loin d'avoir atteint une précision qui lui permette de dire si les atomes sont ionisés, comme on l'a supposé ou non. Mais si les atomes ne sont pas ionisés, les dimensions indiquées pour les trajectoires ne sont pas modifiées.

On peut affirmer que dans aucun de ces deux atomes, il n'y a 8 électrons à la même distance du centre de l'atome. — R. Fortrat.

La constitution des ions des terres rares. — **Grimm (H.-G.)** [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **101** (1922), 403-409]. — Suite à un travail précédent [*Id.*, 98 (1921), 353].

1. Utilisant les schémas de Bohr pour les deux atomes X et Em, l'auteur propose des schémas pour Ta^{V}, W^{VI}, Os^{VIII} et les métaux des terres rares. Pour ceux-ci l'anneau extérieur contient probablement toujours le même nombre d'électrons (8 ou 9).

2. On essaie d'ordonner les rayons des ions pour Sc, Y, La et les terres rares, en se basant sur l'ordre des volumes moléculaires et des basicités.

E. Darmois.

Sur les spectres de rayons X et la théorie de la structure atomique. — **Coster (D.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 1 070-1 107]. — La première partie de ce mémoire passe en revue les résultats déjà obtenus en ce qui concerne les relations existant entre les spectres de rayons X et la structure des atomes, envisagée sous le jour de la théorie de Bohr. La deuxième partie est d'ordre expérimental, et on s'y est proposé de comparer les changements survenus dans le spectre de rayons X

caractéristique lorsque le numéro atomique décroît, avec les changements correspondants de la structure de l'atome, prévus par la théorie de Bohr. Dans ce but, on continue la série des mesures spectrales, commencée dans un précédent travail, et on l'étend aux éléments allant du rubidium au baryum. Ceci permet à l'auteur de tracer les diagrammes représentant les différents niveaux en lesquels se subdivisent les couches d'électrons, dans les atomes des gaz rares, niton, xénon et krypton. Une discussion des résultats conduit à un bon accord avec les prévisions de la théorie de Bohr. — L. Brüninghaus.

Sur la structure électronique des atomes lourds. — **De Broglie (L.) et Dauvillier** [*C. R.*, 172 (1921), 1 650]. — Complément aux indications d'une note antérieure [*C. R.*, 172 (1921), 1350; *Journ. de Phys.*, 4 (1923), 144 D].

La discussion de la classification générale des éléments et de leur structure atomique probable conduit à prévoir pour l'uranium les couches électroniques complètes K, L, M, N, O, P, Q, avec respectivement 2, 8, 18, 18, 32, 8 et 6 électrons. Les études spectrographiques des séries L de cet élément n'ont mis en évidence que les cinq premières de ces couches ; cette divergence peut s'expliquer ainsi : 1° l'uranium de l'anticathode est cristallisé, c'est-à-dire constitué par un réseau d'ions hexavalents, la couche Q étant ainsi normalement dissociée en électrons libres ; 2° d'autre part la disparition de la couche P semble pouvoir s'expliquer par la température très élevée des couches superficielles de l'anticathode ; le travail d'extraction des corpuscules P correspond vraisemblablement à quelques dizaines de volts seulement, et il est probable que ces électrons sont expulsés de l'atome par les chocs thermiques.

Cette dernière hypothèse est à rapprocher de celle formulée par Eddington, relative à l'état des atomes matériels dans les étoiles : les températures très élevées, estimées à des millions de degrés, réduiraient les atomes à leurs seules couches électroniques les plus centrales, ce qui expliquerait les coefficients d'absorption calculés par M. Eddington, beaucoup plus faibles que ceux observés aux températures ordinaires. — J. Villey.

Sur la distribution des électrons dans les atomes lourds. — **Dauvillier et de Broglie (L.)** [*C. R.*, 173 (1921), 137]. — Le schéma des niveaux d'énergie dans les atomes lourds déduit par Dauvillier de l'étude de la série L de l'uranium, complété par les mesures de Coster pour les raies et de Duane et Patterson pour les limites d'absorption, a permis de calculer la grandeur de la plupart de ces niveaux, du tungstène à l'uranium, et de tracer les droites de Moseley correspondantes (abscisses = racines carrées des rapports des fréquences à celle de Rydberg ; ordonnées = nombres atomiques N).

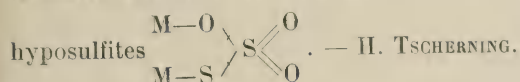
La distribution des électrons dans les divers niveaux proposée par les auteurs, du point de vue chimique, diffère très peu de celle que Bohr a proposée récemment en s'appuyant sur des considérations tirées de la dynamique des quanta. Pour l'uranium il n'y a divergence qu'en ce qui concerne la distribution, entre les niveaux N et O, des 50 électrons qui les occupent globalement ; les deux schémas sont, en écrivant les nombres d'électrons des diverses couches, avec, en indice, le nombre des quanta attribués à chacune d'elles :

	K	L	M	N	O	P	Q
Bohr	2_1	8_2	18_3	32_4	18_3	8_2	6_1
Dauvillier et de Broglie.	2_1	8_2	18_3	18_4	$32_?$	$8_?$	$6_?$

Il y a lieu de mettre d'accord ces deux conceptions en remplaçant les couches N et O par les couches N' N'' et O contenant respectivement 18_4 14_4 et 18_3 électrons, les 14 électrons de la série N'' se rapprochant des N' par les 4 quanta et des O par la valeur de l'énergie et les propriétés physico-chimiques correspondantes.

Les auteurs attribuent à l'élément inconnu 87 les propriétés d'un métal très alcalin, radioactif et très conducteur, qu'ils tentent de déceler par son spectre de rayons X : la radioactivité du potassium et du rubidium serait due à des traces de ce métal. — J. Villey.

Sur les spectres d'absorption des rayons X et la valence chimique. — **Lindh (A.-E.)** [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 132-133]. — Recherches expérimentales des limites d'absorption des spectres de rayons X, faites sur le chlore mono, penta et heptavalent (chlore libre, chlorures, chlorates et perchlorates) et sur le soufre di, tétra et hexavalent : soufre libre, sulfures, sulfites, sulfates et


hyposulfites M—O, M—S > S ⫽ O, O. — H. Tscherning.

Les recherches de Rutherford sur la constitution de l'atome. — **Thorsen (V.)** [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 197-215]. — Exposé des travaux de Rutherford sur les chocs des particules α avec les atomes légers et les actions, sur les trajectoires de ces particules, des champs électriques et magnétiques.

H. Tscherning.

Désintégration des éléments. — **Rutherford (E.)** [*Nat.*, **109** (1922), 418]. — Cette courte note est relative à une communication de Wendt et Irion à l'American Chemical Society de Chicago, dans laquelle il était dit qu'une décharge condensée de 100 000 volts, envoyée dans un fil très fin de tungstène, produit une explosion du filament avec une détonation étourdissante et une lueur estimée correspondre à une température d'au moins 50 000° Farenheit ; après l'explosion, le tungstène aurait disparu, il aurait été décomposé en atomes plus simples d'hélium. L'auteur est d'avis qu'avant de se prononcer sur cette expérience, il importe d'attendre de plus amples informations. Il fait simplement la remarque que l'énergie considérable libérée par la désintégration d'atomes de tungstène constituerait un indice beaucoup sensible que le spectroscope pour déceler cette désintégration ; il observe d'autre part que, même si la température de 50 000° F a été momentanément atteinte au cours de la décharge, ce qui paraît possible, l'énergie moyenne des électrons en équilibre de température avec les atomes à cette température correspondrait seulement à une chute de potentiel de 6 volts, tandis que dans beaucoup d'expériences usuelles on emploie des faisceaux d'électrons d'énergie bien plus grande (jusqu'à 100 000 volts) sans observer de traces certaines de désintégration atomique (par exemple d'anticathodes de tungstène soumises à ces électrons). — L. Brüninghaus.

La désintégration artificielle des éléments. — **Rutherford (E.)** [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 133-148].

Nouveau dispositif expérimental pour obtenir la désintégration des atomes. — **Elbertzhagen (H.)** [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 118-119]. — Projet d'expérience consistant à faire passer la décharge électrique dans un gaz monoatomique très fortement comprimé. — P. Job.

Un intéressant cas de désintégration mécanique causée par des ions positifs. — **Waran (H.-P.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 226-229]. — En étudiant l'effet d'un champ magnétique transversal sur la décharge électrique traversant un gaz raréfié, l'auteur fut amené à observer la désintégration des parois du tube produite par le bombardement des ions déviés par le champ magnétique.

Le capillaire d'un tube ordinaire de Plücker contenant de l'azote pur sous une pression de quelques millimètres de mercure est disposé entre les pièces polaires coniques d'un électro-aimant. La décharge se divise en cette région en deux courants opposés d'ions qui longent la paroi du tube. En faisant passer un courant de décharge de 15 milliampères, et dans un champ de 10 000 C. G. S., il se produit en quelques secondes une corrosion du verre parfaitement visible. Un examen au microscope manifeste la présence d'une série de petites rainures taillées dans le verre et qui convergent deux à deux suivant une ligne parallèle à l'axe du tube.

L. Brüninghaus.

La décomposition du tungstène. — [*Nat.*, **110** (1922), 529]. — On a déjà entendu parler de l'expérience par laquelle Wendt et Irion auraient réussi à décomposer le tungstène, en le portant à une température extrême, et avec obtention d'hélium. Voici quelques détails complémentaires à ce sujet. La température atteinte, en faisant passer de fortes décharges dans le fil fin, est estimée à plus de 20 000° C. Lorsque l'explosion du fil a lieu dans le vide, le spectre de l'hélium apparaît dans les gaz résultant de l'explosion. Il faut ajouter que le fil avait été chauffé bien au-dessus de 2 000°C pendant 15 heures et dans un vide élevé, avant de le faire exploser, et que le tube avant l'explosion ne donnait lieu en le connectant avec une bobine fournissant 50 000 volts aucun spectre ni fluorescence.

Après l'explosion, il ne restait aucune poussière, fumée ou résidu solide; un gaz était présent, qui montrait faiblement, par la décharge, les plus fortes raies du mercure, attribuables à une diffusion de la vapeur du mercure des pompes, et la seule autre raie toujours présente et nettement identifiée était la forte raie jaune de l'hélium. Il semblerait que l'hydrogène et le néon étaient l'un et l'autre absents; ce dernier fait est à noter, car la masse atomique du tungstène est juste 46 fois celle de l'hélium. Il faut remarquer que, si tout le métal s'était transformé en hélium, on aurait dû recueillir 4 cm^3 de ce gaz, ce qui est loin d'être le cas. Des gaz plus lourds ont dû apparaître. — L. Brüninghaus.

Les atomes matériels; leurs taille, nombre et structure. — **Aston (F.-W.)** [*Nat.*, **110** (1922), 702-705]. — Très intéressant article de vulgarisation sur des questions bien connues de nos lecteurs. — L. Brüninghaus.

Rayons atomiques. — **Huggins (M.-L.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 346-353]. — W.-L. Bragg a introduit les notions de « sphère atomique » et de « rayon atomique » dans l'étude théorique des cristaux. S'appuyant sur la théorie de Lewis, l'auteur croit pouvoir préciser ces notions : la sphère atomique d'un atome serait définie par sa couche de valence, le rayon atomique par la distance au centre d'un groupe d'électrons (ordinairement une paire) de la couche de valence. Il applique ces idées à l'étude de la structure des divers cristaux et montre que souvent, contrairement aux idées de Bragg, les sphères atomiques doivent s'entrepénétrer. Il discute les différentes causes qui déterminent la valeur du rayon atomique.

L. de Broglie.

Conséquences de la forme sphérique des atomes les plus simples. — **Zehnder (L.)** [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 53-55]. — M. Pauthenier.

Système périodique des ions atomiques. — **Grimm** (H.-G.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **101** (1922), 410-413]. — L'auteur réunit en un tableau les résultats déjà publiés sur la constitution probable des ions les plus importants.

E. Darmois.

Nouveau mode de détermination des diamètres moléculaires par la rotation électromagnétique de la décharge dans les gaz. — **Guye** (C.-E.) et **Rüdy** (R.) [*C. R.*, **174** (1922), 382]. — La théorie de l'ionisation par chocs conduit, pour la vitesse de rotation de la décharge électrique dans les gaz, à la formule :

$$V = \frac{\varepsilon H}{12\pi\sigma^2 mM}$$

où H est le champ magnétique; ε et m, la charge et la masse de l'ion positif; σ, le rayon d'une molécule (supposé égal à celui de l'ion positif) et M, le nombre de molécules par unité de volume. Il en résulte que, pour un gaz et un champ magnétique donnés, le produit de la pression par la vitesse observée doit être constant.

Les expériences ont montré que, lorsque la pression varie, la décharge passe successivement par plusieurs régimes et le produit de la pression par la vitesse de rotation n'est constant que pour un régime déterminé, dans des limites de pression peu étendues en général : c'est seulement pour ce régime que la formule est applicable. Les résultats qu'on en déduit pour σ sont en très bon accord avec ceux qu'on déduit des expériences de viscosité. — A. Blanc.

Nouveau mode de détermination des diamètres moléculaires par la rotation électromagnétique de la décharge dans les gaz. — **Guye** (C.-E.) et **Rüdy** (R.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **4**; *C. R. Soc. Phys. Genève*, 39 (1922), 4-6]. — Quand la pression varie dans l'appareil, la décharge passe par plusieurs régimes. Si l'on prend comme abscisse la pression du gaz, comme ordonnée le produit de cette pression par la vitesse de rotation observée, on remarque que ce produit n'est constant que pour un régime bien déterminé, et dans des limites généralement peu étendues de pression. La courbe présente un palier où la formule

$$V = \frac{\varepsilon H}{12\pi\sigma^2 mM}$$

est applicable, et la vitesse est proportionnelle au champ magnétique. Les gaz doivent être purs. La vitesse de rotation observée n'est pas inversement proportionnelle à la densité du gaz m, mais bien au produit du carré du diamètre moléculaire σ par la densité. — Ed. Salles.

La constitution des atomes et molécules examinée à l'aide de la théorie de la dispersion. — **Wasastjerna** (J.-A.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **101** (1922), 193-217].

I. Reprenant la théorie de la dispersion sur un modèle d'atome comprenant un noyau, de charge $a.e.$ et a électrons symétriquement arrangés sur un cercle, l'auteur arrive à la formule

$$R = \frac{A}{d}\frac{n^2-1}{n^2+2} = N \cdot \frac{4}{3}\pi\rho^3 \frac{1}{1 - \frac{Z}{a}\frac{\nu^2}{\nu_0^2}}$$

R, réfraction atomique ; N, nombre d'Avogadro ; ρ, rayon de l'orbite et Ze, charge effective du noyau dans un champ extérieur nul ; ν et ν_0, fréquences dans le champ et en l'absence du champ.

Pour une longueur d'onde infinie et une molécule contenant les atomes A_1, A_2... A_k, on a

$$(1) \qquad R_\infty^M = N \sum_{h=1}^{k} \frac{4}{3} \pi \rho_h^3 \qquad \text{(addition des réfractions atomiques)}$$

D'autre part, la relation de Clausius-Mosotti s'écrit $\frac{M}{d} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = N V_M$ (V_M, volume moléculaire), c'est-à-dire $R_\infty^M = N \Sigma V_h$. D'où la conclusion :

Le volume atomique est égal au volume de la sphère ayant pour centre le noyau et sur la surface de laquelle se meuvent les électrons extérieurs de l'atome.

II. Des considérations basées sur l'effet photoélectrique sélectif amènent à poser que Z coïncide avec le nombre des électrons de valence ; celui-ci serait donné par la formule $p = C . \frac{R_D^2}{\delta}$; $C = 0{,}024$; R_D, réfraction atomique pour la raie D ; δ, dispersion atomique pour $H_\gamma - H_\alpha$.

III. *Dans la formation des ions*, l'atome neutre reçoit par exemple des électrons supplémentaires ; *il s'ensuit une variation du volume atomique* que l'on calcule ; on en déduit la variation de la réfraction atomique et même celle d'un groupe d'atomes.

$$\text{Ex. :} \quad \left.\begin{aligned} Cl^- &= Cl + 2{,}36 \\ -CO.O^- &= -CO.O + 1{,}76 \qquad \text{pour} \quad \lambda = \infty \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Généralement, on calcule la réfraction du reste R.COO d'un acide organique à l'aide des réfractions atomiques ; celle de l'ion $R.COO^-$ lui est donc supérieure de 1,76. Si on retranche de la réfraction moléculaire d'un sel de Na, la valeur calculée pour R.COO, on obtient pour Na^+ une valeur *apparente* trop grande de 1,76. Portée dans NaCl, elle donne pour Cl^- une valeur apparente trop petite de 1,76, donc supérieure encore de 0,60 à celle de Cl. C'est effectivement ce que donnent les nombres expérimentaux (Le Blanc, Chéneveau).

Autre conséquence des formules (2) : dans ces idées, *l'ion H^+ n'ayant pas d'électron a un volume nul*. La réfraction de H est 1,100. Un acide faible comme CH^3CO^2H n'est pas dissocié en solution ; la différence

$$\Delta = R^M_{CH^3 \cdot CO^2 Na} - R^M_{CH^3 \cdot CO^2 H} = 1{,}60 \text{ (Le Blanc)};$$

la dissociation électrolytique doit accroître la réfraction moléculaire de l'acide de $1{,}76 - 1{,}100 = 0{,}66$; donc Δ doit tendre vers $1{,}60 - 0{,}66 = 0{,}94$ pour les acides organiques fortement dissociés. L'acide trichlorobutyrique donne 0,95.

IV. L'auteur a repris des mesures de réfraction et dispersion sur des sels très purs ; les résultats sont publiés ailleurs [*Zentralblatt*, 3 (1921), 758] ; il a vérifié que :

1° La réfraction moléculaire n'est pas additive aux faibles concentrations.

2° La réfraction atomique apparente de K, calculée comme ci-dessus, tend vers 4,70 ; la dispersion apparente $H_\beta - H_\alpha$, vers 0,11 pour une solution à concentration 100 pour 100. On en déduit que la dissociation électrolytique n'a pas d'effet direct sur la réfraction, les ions étant probablement déjà formés dans la molécule non dissociée (?).

Les électrolytes pourraient exister sous deux modifications comparables aux formes polaire et non polaire de Ghosh, les électrolytes forts étant pratiquement constitués de molécules polaires.

V. Le calcul des réfractions vraies des ions métalliques se fait en admettant $HCl = 8{,}45$, $NO^3H = 10{,}43$; $SO^4H^2 = 13{,}42$.

On trouve par soustraction (solutions 1/1 *n*.) : $Na+ = 0{,}74$; $K+ = 2{,}85$; par l'intermédiaire des séléniates, on obtient $Rb+ = 4{,}41$; $Cs+ = 7{,}36$. Ces valeurs sont à peu près les multiples 1, 4, 6 et 10 de la valeur 0,73 (règle de Cuthberson).

De même $Ca++ = 1{,}99$; $Sr++ = 3{,}22$; $Ba++ = 5{,}24$, multiples approchés 4, 6 et 10 de 0,52.

Par la formule donnée plus haut, on calcule la dispersion atomique de K+; elle est 0,02, valeur expérimentale.

VI. En général, sauf le cas de doubles liaisons, triples liaisons et formation d'anneaux, la constitution des ions subirait peu de modifications dans la construction des molécules. — E. Darmois.

Structure de certaines molécules gazeuses contenant de l'hydrogène. — **Rankine (A.-O.)** [*Trans. Faraday Soc.*, **17** (1922), 719-727]. — Les mesures du coefficient de viscosité des hydrures de métalloïdes, effectuées par l'auteur, lui ont permis de calculer, au moyen de la formule de Chapman-Sutherland, *l'aire d'impact* de chacune de ces molécules. Les résultats de Bragg ayant conduit à admettre que le diamètre des atomes placés à la fin de chaque période du tableau périodique étaient sensiblement les mêmes, on doit conclure d'après le schéma de Lewis-Langmuir, que les différences de dimensions calculées pour les molécules des hydrures correspondants, proviennent de la juxtaposition des *noyaux* d'hydrogène. Les observations de l'auteur conduisent précisément à des aires d'impact croissant dans chaque série avec le nombre des atomes d'H. Les différences numériques semblent indiquer que la distance du noyau de l'atome central aux noyaux d'H augmente progressivement avec le nombre de ceux-ci. Cet accroissement doit être attribué à la répulsion des noyaux : il permet d'expliquer l'inexistence de certains composés tels que BH^5 et AlH^5.

Les données permettent aussi de montrer que le diamètre de la molécule de méthane est sensiblement égal à celui de l'atome de crypton. Il doit en être de même pour la molécule d'ammonium et l'atome de rubidium. Cette déduction des mesures de viscosité est en accord avec les observations cristallographiques sur l'isomorphisme des sels de NH^4 et de Rb. — R. de Mallemann.

Discussion sur la structure des molécules. — **Langmuir (I.), Smithells (A.), Bragg (W.-L.), Partington (J.-R.), Rankine (A.-O.), et Rideal (E.-K.)** [*Rep. British Assoc. Adv. of Sc.*, (1921), 468-472]. — Cette discussion constitue un résumé des vues particulières de chacun des auteurs cités, sur cette question de la structure des molécules. Les idées ou travaux correspondants ayant déjà fait l'objet de plusieurs analyses, il ne paraît pas utile de les reproduire à nouveau ici.
L. Brüninghaus.

Structure et dimensions des molécules. — **Rankine (A.-O.)** [*Journ. Röntgen Soc.*, **18** (1922), 56-61]. — Résumé des méthodes permettant d'obtenir des renseignements sur la structure et les dimensions des molécules. Les meilleures semblent être celles qui sont basées sur la viscosité des gaz et l'analyse des cristaux par les rayons X. Application de la théorie de Lewis-Langmuir à quelques gaz (gaz rares, CO^2, N^2O, H^2S). — P. Job.

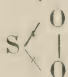
Dimension et constitution moléculaires des halogènes et de leurs hydrures. — **Schmidt** (H.) [*Zeits. f. Phys.*, **12** (1922), 24-28]. — L'auteur établit une relation entre la section d'une molécule et le rayon des atomes qui la composent. Il l'applique aux molécules de chlore, brome, iode, de ClH, Br H et IH, dont les sections sont déterminées d'après les valeurs du frottement intérieur. Les valeurs trouvées pour le rayon de l'atome paraissent satisfaisantes. — M. Hanot.

Sur la structure de la molécule d'anhydride sulfureux. — **Rankine** (A.-O.) et **Smith** (C.-J.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1922), 33-38]. — Pour représenter l'arrangement des atomes dans la molécule d'anhydride sulfureux, Langmuir avait proposé le schéma ci-dessous :


O = S — O

Or les dimensions des atomes de soufre et d'oxygène sont telles que la distance entre soufre et oxygène est égale à 1,68 Å et entre deux oxygènes 1,30 Å. Mais les rayons des sphères de choc du soufre et de l'oxygène sont respectivement 1,44 Å et 1,15 Å. Si donc on cherche à construire une molécule de SO^2 avec ces données on voit qu'il y aura une infinité de modèles possibles, si les sphères de protection des oxygènes sont simplement assujetties à la condition de ne pas se rencontrer. L'aire totale limitée par la projection de ces sphères de protection sur un plan sera toujours supérieure à 10^{-15} cm².

Or les mesures de viscosité montrent que cette aire est égale à $0,94.10^{-15}$ cm². Le schéma Langmuir est donc à rejeter. Supposons au contraire que l'on ait le schéma ci-dessous :



Dans ces conditions, les centres des atomes de soufre et d'oxygène forment un triangle isocèle de base 1,30 Å et de hauteur 1,68 Å. Si alors on cherche l'aire totale limitée par les projections des sphères de protection, on trouve qu'elle est égale à $0,99.10^{-15}$.

Il est donc extrêmement probable que dans l'anhydride sulfureux, chaque atome échange une valence avec chacun des autres. — A. Foch.

Moment d'inertie et forme de la molécule de CO^2. — **Eucken** (A.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 159-170]. — Le moment d'inertie peut se calculer, soit à partir de l'intervalle des bandes infra-rouges, soit à partir des formules introduisant la constante chimique (Sackur, Stern, etc...). Les deux procédés donnent des valeurs différentes si on suppose CO^2 triatomique. L'auteur suppose au contraire la molécule très allongée, l'atome de C étant presque sur la ligne O — O et ne pouvant effectuer autour de celle-ci que des petites rotations. La bande infra-rouge 15 μ leur serait due; la bande 4,3 μ proviendrait des vibrations rectilignes des atomes d'O. Dans ces conditions, on peut représenter la chaleur spécifique à pression constante dans tout l'intervalle connu (198 à 2 473° abs.) par la formule

$$C_p = \frac{7}{2}R + 2f\left(\frac{960}{T}\right) + 2f\left(\frac{3\,400}{T}\right),$$

où f est la fonction de Planck-Einstein pour un nombre de degrés de liberté égal à 2. On fait ainsi l'hypothèse qu'à basse température $C_p = \frac{7}{2}R$. La formule représente très bien la courbe complète de C_p.

On déduit des hypothèses ci-dessus : $I = 50.10^{-40}$, autour d'un axe perpendiculaire à la ligne O — O.

La chaleur moléculaire doit tendre, aux hautes températures, vers $\frac{13}{2}R$.

E. DARMOIS.

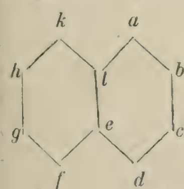
Le champ moléculaire. — Gans (R.) [*Ann. der Phys.*, 66 (1921), 396-414]. — Les propriétés d'un corps, dont chaque molécule est un petit système de charges électriques, dépendent du champ exercé sur une molécule déterminée par l'ensemble des autres molécules. Naturellement, ce champ est en général constamment variable et ce qui importe, c'est sa valeur moyenne. Markoff a cherché à résoudre ce problème, mais sa solution n'est valable que si la densité est très grande. Holtsmark [*Ann. der Phys.*, 58 (1919), 577] a donné une formule d'une application générale, mais n'a poussé les calculs jusqu'au bout que dans le cas particulier d'une très faible densité. L'auteur, reprenant la formule de Holtsmark, donne des expressions plus générales ; il retrouve les deux cas limites de Markoff et de Holtsmark et montre que le premier est, en général, valable pour les liquides, le second pour les gaz. Le mémoire contient aussi des développements en séries plus complets pour le cas où la densité est petite sans être extrêmement petite et pour celui où elle est grande sans être extrêmement grande. — L. DE BROGLIE.

Sur la rotation des axes des atomes dans les corps solides (avec des considérations magnétiques, thermiques et chimiques). — Schottky (W.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 448-455]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands, Leipzig, 17-24 septembre 1922. — L'auteur évalue l'énergie correspondant au retournement d'un atome dans un corps solide : la température caractéristique correspondante est de l'ordre de quelques milliers de degrés. Le calcul suppose qu'il y ait un synchronisme absolu entre les mouvements des électrons dans deux atomes voisins, et cette action d'orientation ne peut certainement s'exercer qu'entre atomes identiques, semblablement placés dans le réseau cristallin.

Ces actions rotoactives des atomes les uns sur les autres sont peut-être la cause du magnétisme spontané et du ferromagnétisme. Le magnétisme spontané à la température T serait $M = M_0 \left(1 - e^{-\frac{u}{kT}}\right)$ et la température caractéristique $\Theta = \frac{u}{k}$. Les corps non ferromagnétiques seraient ceux où n'existe pas le synchronisme absolu entre les mouvements des électrons appartenant à des atomes différents.

Il utilise les mêmes actions pour expliquer les anomalies présentées par les chaleurs spécifiques des substances paramagnétiques, et pour expliquer pourquoi certains corps ne présentent pas la valeur de la constante chimique prévue d'après le théorème de Nernst. — G. BRUHAT.

Les vibrations atomiques dans les molécules des dérivés benzéniques. — Robinson (R.) [*Nat.*, 109 (1922), 476]. — Bragg a suggéré récemment



que dans la molécule de naphtalène cristallisé les atomes de carbone sont disposés de sorte que les centres des atomes h, l, b, g, e, c, soient situés dans un même plan, tandis que ceux de a et k se trouvent au-dessus de ce plan, et ceux de f et d au-dessous. Si cette configuration était normale, tous les dérivés monosubstitués du naphtalène devraient être énantiomorphes, ce qui n'est pas le cas. Il semble donc que la structure proposée par Bragg représente une phase d'un état oscillatoire de certaines des molécules

dans lequel les couples d'atomes de carbone *k*, *a* et *f*, *d* se portent alternativement au-dessus et au-dessous du plan des six autres atomes. — L. Brüninghaus.

Le caractère du mouvement des molécules dans l'espace. — **Böeseken (J.)** [*Proc. Amst.*, **24** (1921), 198-204]. — Des études physico-chimiques ont conduit à l'hypothèse de mouvements intramoléculaires. Par exemple, dans les acides tartriques, chaque demi-molécule a un mouvement de rotation par rapport à l'autre, autour de la liaison des deux atomes de carbone.

Dans les composés cycliques, les atomes de carbone oscillent autour de leur position moyenne. — R. Fortrat.

Sur les combinaisons chimiques complexes. — **Magnus (A.)** [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 241-247]. — L'auteur cherche, suivant la voie ouverte par Kossel, à ramener les forces de valence de la chimie des complexes à des forces purement électrostatiques, les combinaisons stables étant celles dont l'énergie est maxima. Il étudie d'abord le groupement d'ions négatifs autour d'un atome central positif et montre que, si les dimensions de cet atome sont petites, la valence de coordination est nécessairement faible ; si, par exemple, on dispose autour de l'atome C quatre ions F placés aux sommets d'un tétraèdre, ces ions se touchent : on ne peut pas introduire d'ions supplémentaires sans écarter les premiers de l'atome central, c'est-à-dire sans provoquer une diminution de l'énergie ; au contraire, les gros atomes peuvent avoir une valence de coordination élevée : autour d'un atome Si, on peut disposer six ions F aux sommets d'un octaèdre sans qu'ils se touchent. Il étend ensuite ces considérations aux combinaisons de molécules et explique leur formation par l'assimilation des molécules à des doublets électriques ; on peut, dans certains cas, avoir une seconde enveloppe de molécules attirées à la fois par l'atome central et par les doublets de la première enveloppe et, par conséquent, obtenir des valeurs élevées de la valence de coordination.

G. Bruhat.

Valence polaire et non polaire dans les composés organiques. — **Garner (W.-E.)** [*Nat.*, **110** (1922), 543-544]. — Une tendance croissante se manifeste parmi les chimistes organiciens à appliquer aux composés organiques, sous une forme modifiée, la théorie dualistique de Berzélius. Dans beaucoup de théories de la valence, on considère des groupe d'atomes comme plus ou moins électropositifs ou électronégatifs et il est possible de classer approximativement ces groupes en un tableau dans lequel le caractère électropositif des groupes successifs aille en diminuant. Une difficulté qui se présente lorsqu'on examine cette conception est de se représenter le transfert de quelque chose d'inférieur à un électron entre le groupe et le reste de la molécule. Il semble qu'il y ait au moins deux sortes de forces s'exerçant entre les atomes d'une molécule, que l'on peut distinguer par les termes de polaires et de non polaires. Le caractère polaire de la valence dans la majorité des sels est défini ; l'évidence expérimentale est indéniable au sujet d'un transfert d'électrons dans ces substances. Les forces non polaires se manifestent particulièrement dans les liaisons existant parmi les composés organiques et il est extrêmement invraisemblable que dans ce cas un transfert d'électrons intervienne de façon appréciable. Tout en laissant de côté la discussion relative à la nature des forces non polaires, qui peut être électromagnétique, deux explications peuvent être données de l'existence indubitable de groupes positifs et négatifs dans les composés organiques. En premier lieu, il peut se produire le transfert partiel d'un électron entre le groupe et le reste de la molécule ; ou encore, il peut y avoir une

concentration périodiquement variable de molécules polaires dans une substance dont le type est non polaire.

L'auteur se hasarde à essayer de soutenir cette seconde possibilité. On peut imaginer qu'un équilibre existe entre les substances polaires et non polaires, équilibre qui sera affecté par la température, le solvant, etc... Ainsi, dans une substance organique AX, l'équation :



peut représenter ce genre d'équilibre et plus le groupe X sera électronégatif, plus cette réaction s'accomplira en faveur du membre de droite. Dans les substances où la stabilité de l'édifice non polaire est très grande, l'apparition des deux formes $\overset{-+}{AX}$ et $\overset{+-}{AX}$ sera possible et, en présence d'un solvant convenable, celles-ci peuvent donner naissance aux ions correspondants. Cette manière de voir concorde avec l'apparition d'un groupe, avec une tendance électropositive dans certains composés, électronégative dans d'autres. La facilité de remplacement du groupe X par un autre groupe sera déterminée par la concentration du corps polaire, l'état polaire étant la forme active de la substance. Ces concentrations peuvent être assez petites pour échapper aux méthodes ordinaires de mesure, quoique suffisantes pour expliquer la vitesse de l'action chimique. — L. Brüninghaus.

Théories de la valence en chimie organique. — Henrich (F.) [*Jahrb. d. Radioakt.*, 19 (1922), 1-38]. — Exposé intéressant mais sans grande originalité des différentes théories de valence en chimie organique. — P. Job.

Configuration des molécules des substances benzénoïdes. — Kenner (J.) [*Nat.*, 109 (1922), 581]. — La direction de la valence de chaque atome de carbone qui unit les noyaux benzéniques (de l'acide 6-6′ — dinitrodiphénique *trans*) n'est pas située, comme cela résulte de la représentation usuelle, dans le plan de l'anneau benzénique, et cette structure doit être considérée comme une structure stable et non comme une phase d'un état oscillatoire du type admis par Robinson.

L'auteur ajoute que l'expérience conduit dans certains cas à une structure non plane de la molécule benzénique elle-même. — L. Brüninghaus.

La nature de la valence secondaire. III. — Smith (H.-W.) [*Journ. of Phys. Chem.*, 25 (1921), 605-615; 616-627]. — On a déterminé au cours de ce travail les coefficients de partage de 49 acides et 15 bases organiques dans le système eau-éther à 25° C. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux qui correspondent à l'étude des systèmes eau-xylène et eau-chloroforme. Voir à ce sujet une précédente analyse.

Suit une note indiquant la méthode de correction employée, et une table réunissant tous les résultats de ce travail. — L. Brüninghaus.

La nature de la valence secondaire. IV. — Smith (H.-W.) [*Journ. of Phys. Chem.*, 25 (1921), 721-734]. — L'auteur poursuit son travail de détermination des coefficients de partage entre deux solvants, en remplaçant l'eau, dont les propriétés physiques sont si particulières, par un autre solvant. Il a adopté le système glycérine-acétone. Les résultats généraux sont les mêmes que dans les systèmes formés à partir de l'eau. Un grand nombre de données numériques résultant de ces mesures se trouvent réunies dans une table à la fin du mémoire. — L. Brüninghaus.

Confirmation de la théorie de la coordination de Werner à l'aide de l'analyse par rayons Röntgen. — Scherrer (P.) et Stoll (P.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 4 (1922), 232-234]. — Les auteurs indiquent rapidement que leurs recherches sur des sels tels que le chloroplatinate de potassium et le chlorure de cobalt hexa-ammoniacal confirment les vues de Werner sur le rôle et la position des atomes dans les molécules complexes. — L. de Broglie.

Sur la dissociation des molécules d'hydrogène par des atomes de mercure excités. — Cario (G.) et Franck (J.) [*Zeits. f. Phys.*, 11 (1922), 161-166]. — Lorsqu'un atome a absorbé un quantum de radiation, il se trouve dans un état anormal ou « excité », d'énergie supérieure à celle de son état normal. Souvent, et c'est là le phénomène de la fluorescence, cet excédent d'énergie est ensuite rayonné sous forme de radiation secondaire. Ne pourrait-il pas être utilisé autrement, par exemple être cédé à un autre atome lors d'un choc ou bien servir à opérer la dissociation d'une molécule? Les auteurs répondent par l'affirmative. De l'hydrogène soumis à l'illumination par la longueur d'onde 2 536,7 Å ne manifeste aucun phénomène particulier car il ne peut l'absorber. Mais si l'hydrogène est mélangé de vapeur de mercure, celle-ci absorbe la radiation et l'on constate l'apparition, dans le mélange, d'hydrogène atomique dont les propriétés réductrices (réduction de l'oxyde de cuivre pulvérulent ou de l'oxyde de tungstène) sont caractéristiques. L'étude de la vitesse de réaction en fonction de la pression de l'hydrogène confirme cette interprétation du phénomène. Les atomes de mercure à l'état excité sont donc capables de dissocier les molécules d'hydrogène.

L. de Broglie.

Hydrogène actif. — [*Nat.*, 109 (1922), 696-697]. — Venkataramajah obtient de l'hydrogène actif en faisant passer de l'hydrogène ordinaire dans un ozoniseur. Cette forme active se combine à la température ordinaire avec le soufre et le phosphore.

Wendt et Landauer décrivent également des expériences qui conduisent à la production d'hydrogène actif par la décharge silencieuse, par la décharge à haute fréquence de Tesla, par émission thermionique dans l'hydrogène. On admet qu'il consiste en molécules H^3. — L. Brüninghaus.

Hydrogène et azote actifs. — Wendt (G.-L.) et Newman (F.-H.) [*Nat.*, 109 (1922), 749-750]. — Les auteurs viennent d'obtenir des combinaisons spontanées du soufre et du phosphore avec l'azote actif formé dans la décharge en couronne. On a obtenu aussi une réaction spontanée, à la température ordinaire, de l'hydrogène actif sur le soufre et le phosphore, pour donner du gaz sulfhydrique et du phosphure d'hydrogène. — L. Brüninghaus.

La molécule d'hydrogène. III. — Crehore (A.-C.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 1 025-1 038]. — L'auteur continue, dans cette note, à étudier la distribution des forces dans la molécule d'hydrogène, et les conditions de stabilité de cette molécule Il aboutit à cette conclusion importante que le résultat principal obtenu, en ce qui concerne la position d'équilibre stable des deux atomes dans la molécule, est indépendant de la forme spéciale d'une théorie électrodynamique, comme celles de Saha ou de Lorentz, puisqu'il dépend principalement de la force électrostatique. Toutes les théories sont d'accord en ce qu'elles posent que la force électrostatique qui s'exerce entre éléments infinitésimaux de charge suit la loi de l'inverse carré de la distance. — L. Brüninghaus.

Influence du champ magnétique sur la dissociation des molécules. — **Franck** (J.) et **Grotrian** (W.) [*Verh. der Deutsch. Phys. Ges.*, 2 (1921), 54]. — Une molécule Hg^2 qui se compose d'un atome normal et d'un atome excité est détruite par l'action de champs magnétiques intenses. — G. Bruhat.

La notion d'asymétrie. — **Iredale** (T.) [*Nat.*, **109** (1922), 779]. — Il s'agit de la notion d'asymétrie moléculaire. L'asymétrie moléculaire doit se ramener, en définitive, à des modes asymétriques de groupements électroniques et nucléaires dans la molécule. Si l'on considère une molécule asymétrique, au sens que les chimistes organiciens attachent à ce mot, telle que C a b c d, cette molécule et son image donnée par un miroir auront, comme on sait, des propriétés différentes, en ce qui concerne la rotation du plan de polarisation de la lumière. Mais, si on considère une molécule représentée par C a b c c′, où c′ est un atome dans lequel l'arrangement des électrons soit le même que dans c, il se peut, si l'asymétrie moléculaire ne dépend que de la configuration formée par les électrons, que cette molécule et son image par réflexion possèdent des propriétés identiques. A l'expérience de décider. — L. Brüninghaus.

Le mécanisme du rayonnement lumineux continu. — **Duclaux** (J.) [*C. R.*, **173** (1921), 1 355]. — L'auteur a émis antérieurement [*C. R.*, **158** (1914), 1 879] cette hypothèse que l'émission et l'absorption du spectre continu sont sous la dépendance de l'établissement ou de la rupture des valences chimiques : chaque valence émet de la lumière en s'établissant et en absorbe pour se rompre. L'étude des gaz monoatomiques et diatomiques a récemment apporté à cette hypothèse des confirmations intéressantes. — A. Blanc.

Mesure spectroscopique de l'affinité électronique du chlore. — **Angerer** (E.-von) [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 167-169]. — Le spectre du chlore présente une bande continue d'émission dont la tête a une fréquence égale à la fréquence critique des électrons de valence et peut servir à mesurer l'affinité électronique de cet halogène. Le chlore, obtenu à un grand état de pureté, était introduit dans un tube de Geissler et la lumière émise observée au spectrographe à prisme de quartz de Steinheil. La limite du spectre continu fut trouvée à 3 180 ± 10 Å, valeur dont on tire, par la relation du quantum, l'affinité électronique exprimée en calories : 89,3. L'auteur compare ce résultat à celui obtenu par Franck grâce à la même méthode et par Born à partir de sa théorie des réseaux cristallins. Les nombres obtenus par Born pour le brome, l'iode et le chlore, sont systématiquement 1,3 fois plus élevés que ceux déduits de la limite du spectre continu.

L. de Broglie.

La différence entre les spectres de série des isotopes. — **Nicholson** (J.-W.) [*Nat.*, **110** (1922), 37]. — P. Ehrenfest et N. Bohr [V. p. 429 D.] ont récemment soulevé la question intéressante de la différence à laquelle on pouvait s'attendre entre les spectres des isotopes. L'auteur de la présente note fait à ce sujet quelques remarques de nature à y apporter quelques nouveaux éclaircissements. Il a pu, en particulier, observer dans le spectre de l'hélium des faits qui semblent indiquer que, lorsqu'il y a plusieurs électrons planétaires dans un atome, il y a un rapport égal environ à 10/1 entre les rayons des orbites de deux électrons extérieurs consécutifs. Une conséquence immédiate de ce résultat est que la formule de Bohr ne serait jamais très éloignée de la vérité lorsqu'on l'emploie pour estimer approxi-

mativement la séparation à laquelle on doit s'attendre dans les spectres des isotopes, au moins en ce qui concerne les éléments légers. — L. Brüninghaus.

Spectres de masse des éléments chimiques. — **Aston** (F.-W.) [*Ann. Rep. Smithson. Inst.*, (1920), 222-240]. — La description de la méthode et des appareils est empruntée à deux mémoires parus dans le *Phil. Mag.* en 1919 et 1920. L'auteur indique ensuite les résultats obtenus avec O, C, Ne, Cl, Ar, N, H, He, Kr, Xe, Hg. Ce sont en somme les travaux de l'auteur exécutés jusqu'en octobre 1920.

Ed. Salles.

Isotopes et poids atomiques. — **Aston** (F.-W.) [*Rev. Scient.*, **60** (1922), 285-291]. — Conférence faite à la Royal Institution en 1921, et exposant l'état de la question. — Ed. Salles.

Quelques problèmes relatifs au spectrographe de masses. — **Aston** (F.-W.) et **Fowler** (R.-H.) [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 514-528]. — La détermination des masses est, on le sait, en partie basée sur ce fait qu'il y a une relation linéaire entre la masse de la particule, et la distance de la raie qui lui correspond sur la plaque photographique à une origine déterminée. La précision des mesures repose d'autre part sur la netteté des raies obtenues sur la plaque. Ces questions sont traitées ici par les auteurs, en étudiant théoriquement et expérimentalement les conditions de fonctionnement du spectrographe de masses. On rend compte aisément de la distribution des raies sur la plaque, selon une relation linéaire avec la masse des particules, on explique et calcule le pouvoir séparateur de l'instrument, on discute la meilleure position à donner à la plaque photographique, et la possibilité d'obtenir des images plus nettes. On suggère enfin dans quel sens devront être dirigés les perfectionnements ultérieurs. — L. Brüninghaus.

La diffusion des rayons positifs de l'hydrogène. Existence d'un champ de force intense dans la molécule d'hydrogène. — **Thomson** (G.-P.) [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1922), 197-209]. — L'auteur a étudié expérimentalement la diffusion par l'hydrogène des rayons positifs atomiques et moléculaires de ce gaz. Les rayons, dont l'énergie correspond à environ 10 000 volts, sont produits dans un tube à décharge renfermant de l'hydrogène sous une pression de l'ordre de 0,01 mm de mercure. Ils sont analysés au moyen d'un champ électrique et d'un champ magnétique de manière que ceux dont on désire étudier la dispersion pénètrent, à travers une fente parabolique, dans une partie de l'appareil communiquant avec un tube à charbon plongé dans de l'air liquide. La pression du gaz diffusant est ainsi réduite à quelques millièmes de millimètres de mercure. Les rayons subissent la diffusion sur une longueur de 15 cm et sont reçus dans un cylindre de Faraday placé derrière une fente de largeur variable. L'expérience consiste à étudier la variation de la charge reçue par le cylindre quand on fait varier la largeur de la fente.

Résultats. 1° La diffusion subie par les rayons atomiques et moléculaires est sensiblement la même (dans les limites de précision des mesures).

2° La diffusion observée est de l'ordre de 1°. Elle est 10 à 20 fois plus grande que celle qui serait produite par des forces électrostatiques ordinaires, inversement proportionnelles au carré de la distance. Il doit donc exister, dans une molécule d'hydrogène, un champ de force beaucoup plus intense, à une distance d'un des noyaux de l'ordre de 10^{-8} cm.

3° Une expérience complémentaire met en doute l'existence des « stosstrahlen » de Glimme et Kœnigsberger [*Zeits. f. Phys.*, **6** (1921), 276].

G. Déjardin.

Sur l'analyse par rayons positifs des constituants les plus lourds de l'atmosphère, des gaz contenus dans un récipient où du chlorure de radium a été conservé pendant treize ans et des gaz produits par la déflagration d'un métal. — **Thomson** (**J.-J.**) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 290-299]. — L'auteur a appliqué à divers corps la méthode d'analyse par rayons positifs. La première analyse a porté sur les gaz lourds de l'air. A côté du krypton et du xénon, elle a révélé l'existence de très petites quantités de deux corps de poids atomiques voisins de 163 et de 260. J. J. Thomson pense que ces corps sont simplement des molécules de krypton et de xénon ; cette explication conduirait à admettre l'existence de formes allotropiques des atomes Kr et Xe, formes douées d'affinité chimique et susceptibles de former des molécules. L'auteur a ensuite étudié les gaz enfermés dans une ampoule scellée ayant contenu pendant treize ans du chlorure de radium. A côté d'une quantité abondante d'hélium, il a trouvé des indices de la présence d'un composé d'hélium et d'hydrogène.

Si l'on fait séjourner au contact du radium différents gaz, leur analyse par rayons positifs montre que ces gaz sont fortement ionisés. On a pu noter l'existence d'atomes de carbone portant 3 charges positives et d'atomes d'oxygène et d'azote en portant 3 ou même 4. A signaler aussi l'existence probable d'une molécule $O^{--}H^4$ dans laquelle l'atome doublement ionisé d'oxygène jouerait un rôle analogue à celui du carbone dans le méthane.

Les gaz produits par la déflagration d'un fil métallique (Tu, Au, Cu) par le passage d'un très fort courant électrique contiendrait une notable proportion de molécules H^3, mais aucune trace sensible d'hélium comme on l'avait annoncé récemment. — L. de Broglie.

Sur le poids atomique du chlore dans un minéral ancien, l'apatite de Balme. — **Gleditsch** (**Mlle E.**) et **Samdahl** (**B.**) [*C. R.*, **174** (1922), 746]. — F. W. Aston a montré que le chlore ordinaire, de poids atomique 35,46, comprend deux isotopes ayant pour poids atomiques respectivement 35 et 37. Le rapport entre ces deux isotopes est constant dans le chlore préparé dans nos laboratoires. On peut se demander si ce rapport est encore le même dans un minéral ancien, n'ayant pas été en contact avec de l'eau, où le chlore est un élément constitutif. Les expériences faites sur l'apatite de Balme, qui remplit ces conditions, ont donné pour le chlore qui y est contenu un poids atomique égal à celui du chlore ordinaire : le chlore, à l'époque de la formation des minéraux du magma primaire, comprenait donc déjà les deux isotopes dans le même rapport qu'aujourd'hui.

A. Blanc.

Remarques sur mon article : une preuve spectroscopique des isotopes du chlore. — **Kratzer** (**A.**) [*Zeits. f. Phys.*, **4** (1921), 476]. — L'auteur signale l'étude de F. W. Loomis [*Astroph. Journ.*, **52** (1920), 248], dont les conclusions confirment les siennes. — M. Courtines.

La séparation du chlore en isotopes. — **Harkins** (**W.-D.**) et **Hayes** (**A.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 403-404]. — Harkins et Brœker ont obtenu en janvier 1920 un accroissement net de la masse atomique du chlore, dans la proportion de 1,55 millièmes. Dans le présent travail, on a poursuivi la séparation sur une plus grande quantité de substance, et on a fait un certain nombre de déterminations de masse atomique avec un soin extrême et en se mettant rigoureusement à l'abri des impuretés. Il en résulte que la séparation obtenue est bien réelle, et ne saurait être attribuée à des impuretés. Au total, on a obtenu 4 g de chlore de masse ato-

mique 35,515; 10 g de chlore de masse atomique 35,498 et 90 g de chlore de masse atomique 35,494, en prenant égale à 35,460 la masse atomique normale du chlore. On a en outre rassemblé plusieurs kilogrammes de l'élément de masse atomique supérieure et inférieure à la normale. Ces expériences ont été poursuivies par la méthode de diffusion du chlorure d'hydrogène (HCl) à la pression atmosphérique d'abord, puis à basse pression pour les dernières diffusions.

L. Brüninghaus.

Un essai de séparation des isotopes du chlore. — Hartley (H.), Ponder (A.-O.), Bowen (E.-J.) et Merton (T.-R.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 430-435]. — Les auteurs ont tenté de séparer les isotopes Cl_{35} et Cl_{37} par une méthode basée sur la différence possible entre les spectres d'absorption des deux sortes d'atomes. Le résultat a été négatif. — L. Brüninghaus.

Un essai de séparation des isotopes du chlore. — Ludlam (E.-B.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 21 (1922), 45-51]. — Si on expose une surface à un courant gazeux contenant deux gaz isotopes, le nombre des impacts différera pour les deux gaz. Supposons que les molécules venues en contact avec la surface y soient retenues par solution ou action chimique ; la composition du gaz résiduel variera alors progressivement par un processus tout à fait analogue à une diffusion. C'est par ce moyen que l'auteur a cherché à mettre en évidence les isotopes du chlore.

Il a fait usage non du chlore lui-même, mais de l'acide chlorhydrique qui doit être considéré comme un mélange à proportions fixes des combinaisons de l'hydrogène avec les deux sortes de chlore. La méthode a été appliquée de deux manières différentes : 1° en envoyant un jet d'acide chlorhydrique sur une surface d'eau, l'acide étant dissous par l'eau et la solution plus lourde tombant au fond du vase ; 2° en sublimant et dissociant par la chaleur du chlorure d'ammonium, en envoyant alors dans la vapeur un excès d'acide chlorhydrique et en provoquant par refroidissement la recombinaison du chlorure et sa condensation. Dans l'un et l'autre cas, le gaz résiduel doit contenir des proportions anormales. En précipitant le chlore contenu dans ce gaz résiduel sous forme de chlorure d'argent et en déterminant la composition pondérale de ce sel, on devrait donc trouver un rapport $\frac{\text{poids de Ag}}{\text{poids de Cl}}$ différent du chiffre usuel. Le résultat a été entièrement négatif; en aucun cas, la différence constatée n'a été supérieure à $\frac{1}{5\,000}$ et ceci rentre dans l'ordre des erreurs expérimentales. — L. de Broglie.

Diffusion fractionnée de la vapeur d'iode. — Kohlweiler (E.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 101 (1922), 218-234]. — Dans un travail antérieur [*Zeits. f. Phys. Chem.*, 95, 95], l'auteur a annoncé que l'iode, diffusé à travers un ensemble de 16 membranes, possède une densité de vapeur plus faible que l'iode brut. L'erreur commise sur la densité atteignant 1 pour 100, de nouvelles expériences ont été entreprises; Aston a d'ailleurs, entre temps, annoncé que l'iode était simple (1921).

Des considérations théoriques donnent à penser que, si deux isotopes I 125 et I 127 sont possibles, le dernier doit prédominer (poids de combinaison de l'iode 126,92). On est ainsi conduit à utiliser *une seule diffusion à travers un nombre considérable de membranes* (cf. loc. cit.).

L'appareil comprend : 1° un ballon à vaporisation; 2° l'appareil de diffusion porté à 230° C et garni de 131 plaques d'argile de 0,5 cm d'épaisseur et 6,5 de diamètre; le nettoyage systématique de ces plaques a duré plusieurs semaines;

3° des flacons de Woulff où la vapeur d'iode est absorbée dans CS^2 (quelques expériences utilisent l'éther, l'alcool ou l'eau).

L'iode passe de la pression atmosphérique à une pression de 5 mm de mercure environ; il faut 570 secondes pour la traversée des membranes; le calcul indique que, s'il y a un isotope léger I 125, la molécule I^2 250 doit présenter par rapport à I^2 252 une différence de temps de 2,5 s environ. Il y a ainsi avantage à étudier le produit diffusé au bout d'un temps très court. De même le dernier produit qui diffuse sera intéressant à étudier.

Pratiquement deux séries d'expériences ont été faites :

a) la vapeur passe 30 secondes dans le 1er flacon, 20 à 25 minutes dans un autre; on étudie la première fraction (tête).

b) la vapeur passe 17 à 19 minutes dans le 1er flacon, 6 minutes dans le deuxième; on étudie la 2e fraction (queue).

L'iode diffusé est finalement cristallisé et on détermine son « poids de combinaison » : réduction de I par SO^2, précipitation par NO^3Ag en quantité connue et en excès, titrage de l'excès par KCNS en présence de sel ferrique.

L'iode employé est de Merck, une ou deux fois sublimé.

Résultats. — On détermine le poids de combinaison de l'iode brut; 17 déterminations croisées avec celles des fractions donnent comme moyenne 126,93.

Les fractions de tête donnent comme moyenne 126,07; celles de queue 127,18.

Le fractionnement n'est donc pas douteux; l'auteur cherche à mettre hors de doute qu'il ne peut s'agir d'une impureté. Il n'y aurait pas contradiction avec le résultat d'Aston dont la méthode n'est pas sensible à moins de 5 pour 100 d'un isotope plus léger. — E. Darmois.

Les isotopes du sélénium et de quelques autres éléments. — **Aston (F.-W.)** [*Nat.*, **110** (1922), 664]. — On a obtenu des spectres de masses satisfaisants en vaporisant l'élément étudié dans le tube à décharge L'interprétation de ces spectres s'est montrée très simple. Le sélénium consiste en six isotopes, donnant des raies à 74 (*f*); 76 (*c*); 77 (*e*); 78 (*b*); 80 (*a*); 82 (*d*). 74 est extrêmement faible. Les intensités des raies se classent dans l'ordre indiqué par les lettres entre parenthèses cet ordre est d'accord avec la masse atomique 79,2. La mesure des raies ne manifeste pas d'écart observable par rapport à la règle des nombres entiers.

La méthode, appliquée au tellure et au cadmium, n'a pas permis d'obtenir le spectre de masse de ces éléments. L'emploi du chlorure $TeCl^3$ plus volatil fut aussi sans succès, quoiqu'il permit d'observer incidemment des faits importants, déjà prévus d'ailleurs : c'est que le chlore n'a pas d'isotope de masse 39, et que l'aluminium est un élément simple 27.

Pendant une expérience nécessitant une pose très prolongée avec un gaz contenant du xénon, on a pu découvrir deux nouveaux isotopes de cet élément à 124 et 126, ce qui porte le total à neuf. L'extrême faiblesse de ces deux raies indique que la proportion de ces isotopes légers dans cet élément est infime.

On notera que le premier de ces isotopes est isobarique avec l'étain, et que les séléniums 78, 80, 82 sont isobariques avec le krypton. Jusqu'à présent, tous les atomes isobariques découverts, en y comprenant les atomes radioactifs, ont des masses atomiques mesurées par des nombres pairs. — L. Brüninghaus.

La différence entre les spectres de séries des isotopes. — **Ehrenfest (P.) et Bohr (N.)** [*Nat.*, **109** (1922), 745-746]. — Le premier auteur fait les remarques suivantes : P. Zeeman a entrepris des mesures de spectre d'absorption du lithium, dans l'espoir de mettre en évidence des isotopes; mais, dans l'état actuel, rien ne

permet de dire que les spectres relatifs à chaque isotope devront être différents, ni en quoi ils devront différer.

Le deuxième auteur discute ensuite la même question, et arrive à des conclusions analogues. — L. Brüninghaus.

Sur la structure de la raie $\lambda = 6\,708$ Å des isotopes de lithium. — Mac Lennan (J.-C.) et Ainslie (D.-S.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 342-347]. — Un arc éclate dans le vide entre coupes d'acier contenant du lithium métallique. La vapeur de lithium émet un spectre que l'on filtre à travers un filtre de Wratten pour isoler la raie rouge 6 708 Å. Un échelon croisé avec une plaque de Lummer permet d'analyser cette raie. Les auteurs ont pu distinguer quatre composantes qu'ils ont nommées *a*, *b*, *c*, et *d*. La raie *b* est la plus intense ; *d* vient ensuite.

Le lithium doit, d'après nos idées actuelles sur les isotopes, être formé de deux corps isotopes de poids atomiques 6 et 7. Peut-on attribuer à chacun d'eux deux des raies précédentes formant ainsi entre elles un doublet tout à fait analogue aux doublets que l'on rencontre chez tous les alcalins?

On peut d'abord chercher à grouper *a* avec *b* et *c* avec *d*, mais il se présente plusieurs difficultés. D'abord, le déplacement du doublet *cd* par rapport au doublet *ab* est de 0,32 Å ou 3 ou 4 fois plus grand que la valeur calculée par Merton, 0,087 Å. Les « séparations » entre composantes de doublet sont, pour les alcalins, proportionnelles au carré du nombre atomique ; on en déduit pour la séparation de *a* et *b* d'une part, *c* et *d* de l'autre, la valeur 0,55 Å alors que les valeurs réelles sont 0,128 et 0,165. Enfin, et c'est l'objection la plus grave, *ab* étant de plus grande longueur d'onde que *cd* il faut attribuer *ab* à Li^6 et *cd* à Li^7 ; cependant, *b* est la raie la plus intense et le lithium de poids atomique 6,94 doit contenir 16 fois plus de Li^7 que de Li^6.

Reste l'hypothèse qui associe *a* à *c* et *b* à *d*. Le déplacement de *ac* par rapport à *bd* est environ 0,15 Å, plus voisin de la valeur de Merton. Les « séparations » sont ici 0,301 et 0,338 Å plus voisines aussi de la valeur prévue 0,55. Enfin, les deux raies les plus fortes *b* et *d* seraient ainsi attribuées à Li^7. — L. de Broglie.

Analyse du lithium et du magnésium avec les rayons positifs. — Dempster (A.-J.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 415-422]. — Des rayons positifs sont produits par projection de rayons cathodiques sur une surface chaude de lithium ou de magnésium. Les ions positifs produits prennent un mouvement accéléré sous une différence de potentiel connue ; ils traversent une fente, sont incurvés par un champ magnétique et parviennent à travers une seconde fente sur une électrode reliée à un électromètre qui mesure l'intensité du rayonnement positif. Le champ magnétique est maintenu constant, le champ électrique accélérateur varie ; on note les valeurs qui donnent la déviation maxima et la valeur de ce maximum, en intensité de courant.

Le courant positif est mesuré par une méthode originale. Il est compensé par le courant venu d'une chambre où l'on produit une ionisation variable en réglant une fente qui donne accès à des rayons β d'émanation du radium.

Le lithium a donné deux isotopes de poids atomiques 6 et 7. Leurs proportions se sont révélées très variables, le rapport des intensités qui leur correspondent ayant varié dans la proportion de 1 à 9. Le magnésium a trois isotopes de poids atomiques 24, 25 et 26 dont les proportions ont été trouvées à peu près constantes et dans le même rapport que les nombres 6,7 ; 1 et 0,96.

R. Fortrat.

Les isotopes de l'antimoine. — Aston (F.-W.) [*Nat.*, **110** (1922), 732]. — L'auteur vient d'obtenir le spectre de masse de l'antimoine au moyen d'antimoine-triméthyle, préparé par G. T. Morgan. L'élément est caractérisé par deux raies, de force presque égale : 121 et 123. Pour un temps de pose suffisant, on voit apparaître de faibles raies à 122, 124, qui paraissent dues à des composés hydrogénés. La nature isotopique des raies 121 et 123 est amplement confirmée par la présence de paires de raies, à 15 et à 30 unités plus loin, dues aux molécules des monométhides et des diméthides correspondants. Les mesures les plus dignes de confiance montrent que les massses des isotopes de l'antimoine ne diffèrent de nombres entiers que de un ou deux millièmes.

Les résultats précédents montrent que la masse atomique chimique de 120,2 actuellement admise est certainement trop basse. Ils sont au contraire en excellent accord avec la valeur 121,77 récemment obtenue en Amérique par Willard et M'Alpine. — L. Brüninghaus.

Analyse du zinc et du calcium par les rayons positifs. — Dempster (**A.-J.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 431]. — Le présent travail a pour but de préciser des résultats antérieurs. Avec des anodes de calcium additionné d'un peu de zinc, on a pu observer simultanément des raies du calcium et du zinc, et obtenir ainsi par comparaison, avec plus de certitude qu'auparavant, les masses atomiques des isotopes du zinc. Ces masses sont égales à 64, 66, 68 et 70. Le calcium contient surtout de l'isotope 40, avec un peu d'isotope 44. Il ne s'agit pas, pour ce dernier nombre, de CO^2, car le carbonate de calcium serait dissocié avant d'atteindre la température de l'expérience. — L. Brüninghaus.

Séparation des isotopes du zinc. — Egerton (**A.-C.**) [*Nat.*, **110** (1922), 773]. — Du zinc pur a été soumis à la distillation dans un vide élevé, et après trois fractionnements du distillat, le dernier montre une densité plus faible que celle du zinc initial. Le résidu a été réduit par évaporation à un vingtième du volume initial, et il possède une densité plus grande. La méthode de séparation est analogue à celle employée par Brönsted et Hevesy pour le mercure.

Deux séries de distillations ont été faites. Dans la série préliminaire, l'hiver dernier, les distillations avaient été faites trop rapidement, et une trop grande quantité de métal avait été distillée. Les résultats concernant le distillat n'indiquaient, pour cette raison, pas de séparation, tandis que le résidu, dont la séparation se trouvait effectuée dans de meilleures conditions, manifestait un acroissement de densité.

Une autre série de distillations fut donc entreprise cet été dans des conditions meilleures (condensation par l'air liquide, réglage plus soigné de la température et de la quantité distillée). Le distillat final s'est alors montré plus léger, et le résidu final plus lourd, que ne l'était le zinc initial.

La densité d'un métal ne permet pas un calcul immédiat de la masse atomique moyenne. On a donc cherché, après ces séparations, à mesurer avec précision la masse atomique des fractions extrêmes obtenues. La discussion de cette partie du travail sera publiée ultérieurement.

En prenant comme unité la densité initiale du zinc, la densité du distillat était 0,99971 ; celle du résidu était 1,00026. En recuisant ces deux fractions, la différence subsiste.

La séparation indiquée par ces nombres impliquerait un changement de masse atomique d'environ 3,5 unités de l'ordre des centièmes. Ce changement est très

inférieur à celui auquel on pourrait s'attendre si le métal était composé de quantité égales d'un isotope de masse atomique 64, d'une part, et d'un mélange d'isotopes de masses atomiques 66, 68 et 70 de l'autre. — L. Brüninghaus.

Les isotopes de l'étain. — **Loring** (**F.-H.**) [*Chem. News*, **125** (1922), 5-7]. — Aston a annoncé l'existence de huit étains isotopes dont les poids atomiques, bien que différant les uns des autres par des nombres entiers, ne seraient pas eux même entiers. F.-H. Loring rappelle à ce sujet ses travaux antérieux sur les isotopes et compare quelques-unes de ses prévisions avec les résultats obtenus récemment.

L. de Broglie.

Les isotopes de l'étain. — **Aston** (**F.-W.**) [*Nat.*, **109** (1922), 813]. — L'auteur indique un procédé simple pour rendre les plaques photographiques environ 20 fois plus sensibles à l'action des rayons positifs ; il consiste à dissoudre plus ou moins de gélatine de la plaque photographique au moyen d'un acide.

Ces plaques sensibles ont permis d'obtenir la preuve très nette de la complexité de l'élément étain, déjà soupçonnée. En ce servant de vapeurs d'étain-tétraméthyle Sn $(CH^3)^4$, on a obtenu un groupe de huit raies correspondant aux masses atomiques **116**$^{(c)}$, 117$^{(f)}$, **118**$^{(b)}$, 119$^{(e)}$, 120$^{(a)}$, 121$^{(h)}$, 122$^{(g)}$, 124$^{(d)}$ dues à des isotopes de l'étain. Les lettres entre parenthèses indiquent l'ordre de leurs intensités relatives, et cet ordre est en accord avec la masse atomique de **118**,7 admise pour l'étain. Il semble que certaines de ces raies ne correspondent pas exactement à des nombres entiers ; toutefois ce point demande à être confirmé avee un appareil plus précis.

L'auteur ajoute incidemment que la présence de deux faibles composantes du xénon de masses 128 et 130, déjà supposée, a été confirmée de façon satisfaisante.

L. Brüninghaus.

Le spectre de masse du fer. — **Aston** (**F.-W.**) [*Nat.*, **110** (1922), 312-313]. — L'auteur a récemment étudié cet élément en se servant de la vapeur de son penta-carbonyle mélangée de gaz carbonique.

Le spectre de masse du fer est caractérisé par une forte raie, vers 56, et on peut conclure avec une absolue certitude que cette raie est due au principal constituant de l'élément. Des mesures soignées indiquent une valeur plutôt inférieure au nombre entier. La moyenne de 16 déterminations indépendantes, faites par comparaison avec les raies dues au mercure, aux composés du carbone et de l'oxygène, fournit la valeur 55,94 ± 0,05.

La masse atomique admise par les chimistes, égale à 55,84, suggère la présence possible d'un isotope plus léger, et la masse la plus probable de cet isotope serait 54. Il existerait en quantité extrêmement petite. — L. Brüninghaus.

La masse atomique du mercure de diverses provenances. — **Brönsted** (**J.-N.**) **et Hevesy** (**G.**) [*Nat.*, **109** (1922), 780]. — Le succès obtenu dans la séparation des isotopes du mercure a suggéré aux auteurs l'idée de chercher à déterminer dans quelle mesure des échantillons de mercure de diverses provenances ont la même masse atomique, et par conséquent la même masse spécifique, ce qui correspondrait à une constance de composition isotopique.

On a étudié à ce point de vue des échantillons provenant de dix minéraux d'âges géologiques différents. Après mise en liberté du mercure, on a mesuré sa masse spécifique, sans pouvoir déceler de différences supérieures aux erreurs expérimentales, correspondant à quelques millioniėmes.

On peut conclure que très probablement la composition isotopique du mercure terrestre est constante. — L. Brüninghaus.

Les isotopes du mercure. — **Laby** (T.-H.) et **Mepham** (W.) [*Nat.*, **109** (1922), 206-207]. — Lorsque le mercure (purifié chimiquement et par distillation dans le vide) est distillé dans un vide très élevé, la sixième partie du mercure initial condensée la première a une masse spécifique plus basse que la sixième partie finale. La différence de masse spécifique trouvée pour ces fractions était égale à 44.10^{-6}. Or, l'erreur possible sur les mesures de masses spécifique est inférieure, dans ces déterminations, à un millionième.

On avait déjà remarqué des variations légères dans la masse spécifique du mercure distillé, bien avant que se soit posée la question des isotopes.

Ces expériences apportent une confirmation aux résultats obtenus par Brönsted et Hevesy. — L. Brüninghaus.

La séparation du mercure en isotopes. — **Harkins** (W.-D.) et **Mulliken** (R.-S.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 444]. — Cette note est relative à la description de l'appareil employé pour séparer les isotopes du mercure. La séparation obtenue varie comme le carré de la différence des masses atomiques (en supposant qu'il n'y ait que deux isotopes); elle est inversement proportionnelle à la masse atomique moyenne. — L. Brüninghaus.

Séparation du mercure en isotopes dans un appareil d'acier. — **Harkins** (W.-D.) et **Madorsky** (S.-L.) [*Nat.*, **111** (1923), 148]. — Par un fractionnement de 305 heures (vaporisation fractionnée), portant sur du mercure contenu dans une cuve d'acier et dans le vide, les auteurs obtiennent une différence de 0,1 unité dans la masse atomique du mercure, et sans autre refroidissement que celui obtenu au moyen de la glace fondante. Les détails de la technique employée seront publiés ultérieurement. Le principe de l'appareil est que les molécules plus légères, qui se vaporisent plus rapidement, viennent se condenser sur la paroi refroidie qui surmonte la cuve à mercure; les gouttes obtenues sont dirigées dans un récipient, où l'on obtient par conséquent les fractions successives.

L. Brüninghaus.

Expériences préliminaires sur une méthode chimique pour séparer les isotopes du plomb. — **Dillon** (T.), **Clarke** (R.) et **Hinchy** (V.-M.) [*Proc. Roy. Dublin Soc.*, **17** (1922), 53-57]. — Une certaine quantité de chlorure de plomb est traitée par le réactif de Grignard ; le plomb métallique et le composé alkylé de ce métal sont séparés, et transformés en chlorure. On traite à nouveau ces deux sels par le réactif de Grignard, et on sépare encore comme ci-dessus les corps résultants. Si les isotopes ont des tendances plus ou moins marquées à former des composés organiques, on peut espérer en répétant ces réactions arriver à les séparer.

Le chlorure essayé provenait de la préparation du mésothorium, il contenait du plomb ordinaire et du plomb extrait de la thorite. Les résultats indiquent que les corps séparés auraient comme poids atomiques respectivement 207,1 et 207,4 ou 207,3. Les auteurs continuent leurs fractionnements.

Ed. Salles.

IX. — RADIOACTIVITÉ.

ÉLÉMENTS RADIOACTIFS.

L'origine de la désintégration radioactive. — Rosseland (S.) [*Nat.*, **111** (1923), 357]. — L'auteur, cherchant une explication de la désintégration radioactive, suggère l'idée que les noyaux peuvent être stables en eux-mêmes, et que la radioactivité aurait pour origine le champ de force plus ou moins intense extérieur au noyau, provenant de l'existence des électrons environnants. La variation régulière de la vie des éléments successifs dans les séries radioactives paraît indiquer de son côté que la désintégration, une fois commencée, se poursuit spontanément jusqu'à ce que l'on arrive à un élément stable. — L. Brüninghaus.

Sur un nouveau corps radioactif. — Piccard (A.) et Stahel (E.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), **1**]. — En précipitant par le fluorure de cérium l'uranium X du nitrate d'uranyle, les auteurs ont observé, en outre du rayonnement dur β dû à l'uranium X_1, un rayonnement plus mou, dû à un corps qu'ils appellent l'uranium V, et dont la constante est de 48 jours environ, soit le double de celle de l'UX_1. La place de l'UV dans la série de l'actinium n'est pas encore fixée.

A. Foch.

Sur l'existence du nouvel élément radioactif U V décrit par Piccard et Stahel. — Hahn (O.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 146-150]. — L'auteur a étudié pendant plus de 8 mois la décroissance de l'activité de préparations d'uranium X. Dans l'électroscope à rayons α, l'activité a toujours une décroissance plus lente que celle qui correspond à la vie moyenne de l'uranium X. La cause semble en être la présence de faibles quantités d'ionium, isotope de l'uranium X, qui se sont formées dans l'uranium depuis son dernier traitement chimique; la variation de l'activité est bien représentée par la superposition d'une activité constante et d'une activité décroissante de vie moyenne 24,5 jours, égale à celle de l'uranium X. Il n'y a aucune indication permettant de croire à la présence d'un élément de vie moyenne 48 jours; l'auteur pense que ses expériences conduisent nécessairement à la conclusion que l'uranium V, décrit par Piccard et Stahel, n'existe pas. — G. Bruhat.

Sur l'isotopie du radium A et du polonium. — Muszkat (A.) et Herszfinkiel (H.) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 15-18.].

Précipitation par la soude du nitrate d'uranyle. Radioactivité du précipité. — Jolibois (P.) et Bossuet (R.) [*C. R.*, **174** (1922), 1625]. — Etude de la précipitation du nitrate d'uranyle par la soude, en solution étendue. La radioactivité du précipité est en rapport avec la quantité d'uranium révélée par l'analyse; en étudiant plus spécialement le rayonnement β, on peut distinguer l'uranium X. Le premier précipité qui se forme entraine toujours une partie très importante de l'uranium X; l'oxyde d'uranium X est moins basique que l'oxyde d'uranium.

A. Blanc.

Sur la radioactivité des oxydes d'uranium. — Stæhling (Ch.) [*C. R.*, **173** (1921), 1 468.]. — Il résulte des expériences de l'auteur que les préparations d'oxyde vert d'urane s'hydratent lentement à l'air; cette hydratation est accompagnée d'une chute d'activité, soit qu'elle intervienne en diminuant la densité superficielle des atomes d'uranium, soit qu'elle agisse sur l'absorption des rayons α.

Les oxydes noirs, préparés par calcination à très haute température, ne s'hydratent pas et leur radioactivité apparente ne décroît pas comme celle des oxydes verts. — A. Blanc.

Sur les propriétés oxydantes de certains éléments radioactifs. — **Lemay (P.) et Jaloustre (L.)** [*C. R.*, **173** (1921), 916]. — Etude des bromures de mésothorium, de radiothorium, de thorium X et de radium ; ces corps se sont révélés comme de puissants catalyseurs d'oxydation, à condition toutefois qu'ils soient en mélange intime avec le milieu oxydable. Ce n'est pas l'ozone qui intervient, car ces corps n'agissent pas, dans les mêmes conditions, sur l'iodure de potassium en milieu neutre ; leur action est due très vraisemblablement au rayonnement α. — A. Blanc.

La profondeur de pénétration des atomes de recul radioactif dans le cuivre et dans le nickel. — **Rie (E.)** [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **130** (1921), 293-301]. — Les profondeurs de pénétration indiquées par divers auteurs étant très différentes (Wertenstein, 20 mμ pour l'argent ; Godlewski, 400 mμ pour l'aluminium, 700 à 800 mμ pour l'étain), l'auteur a entrepris quelques expériences sur la pénétration du radium B dans le cuivre et dans le nickel, déposé en couche mince par voie électrolytique sur une lame de platine. La plaque activée dans l'émanation du radium est traitée par l'acide azotique étendu. Le rapport des activités avant et après lavage détermine le nombre relatif d'atomes projetés qui ont pénétré la couche mince de cuivre ou de nickel. On en déduit la profondeur moyenne de pénétration qui est d'environ 10 mμ pour ces deux métaux. La méthode de préparation des couches minces est décrite en détail.

I. Curie.

Relations entre les différents oxydes d'uranium. — **Jolibois (P.) et Bossuet (R.)** [*C. R.*, **174** (1922), 386]. — Les domaines de stabilité des différents oxydes d'uranium ont été fixés par ces expériences, dont les résultats présentent un grand intérêt parce que la radioactivité de l'oxyde U^3O^8 est souvent prise comme étalon. — A. Blanc.

Le plomb dans les minerais d'urane de Madagascar. — **Muguet** [*C. R.*, **174** (1922), 172]. — La *betafite* de Madagascar, qui est un minerai de radium exploité, renferme 0,6 p. 100 de plomb. Ce plomb ne peut pas provenir de la gangue, car la betafite est parfaitement cristallisée ; il doit se trouver dans le minéral sous la même forme chimique que l'uranium, ce qui est un exemple de l'exactitude de la théorie qui représente le plomb comme le terme ultime de la désintégration atomique de l'uranium ; des disques de ce plomb présentent une radioactivité qui va en augmentant régulièrement depuis six mois. — A. Blanc.

Sur quelques propriétés oxydasiques du thorium X. — **Lemay (P.) et Jaloustre (L.)** [*C. R.*, **174** (1922), 171]. — Le thorium X, sous forme de bromure, a une action oxydasique puissante vis à vis de l'adrénaline et de la morphine ; on n'a pu mettre en évidence, au contraire, aucun phénomène d'oxydation notable sur les alcools. — A. Blanc.

Radium et électron. — **Rutherford (E.).** [*Ann. Rep. Smithson. Inst.*, (1919), 193-203]. — Article déjà analysé dans *Nature* (1919). — L. Brüninghaus.

TABLES. FAMILLES.

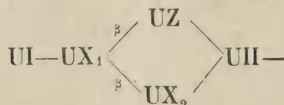
Sur l'uranium Z et sa substance-mère. — **Hahn** (O.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **103** (1922), 461-480]. — L'uranium Z a été découvert récemment par l'auteur [*Ber. d. Deutsch. Chem. Gesell.*, **54** (1921), 1 131]. Sa durée moyenne est 6,7 heures; il émet un rayonnement β assez mou d'intensité égale à 0,25 p. 100 de celle du mélange UX ($UX_1 + UX_2$) qui provient de la même quantité d'uranium. L'existence du nouvel élément contredit une démonstration que Neuburger croyait avoir donnée de l'existence des 2 seules variétés UI et UII. L'auteur montre que cette démonstration est inexacte.

Dans le but de chercher la substance-mère de UZ, on entreprend une série de déterminations quantitatives de UZ dans des préparations d'UX d'âge variable. La méthode d'extraction est semblable à celle donnée par Lise Meitner et l'auteur pour le protoactinium : solubilité de fluorures; on emploie comme support le fluorure de tantale. On compare les activités de UX et UZ séparés. Il est avantageux d'employer le protoactinium (isotope de UZ) comme indicateur en le mélangeant au préalable au fluorure de tantale. On détermine les activités avec 2 électroscopes : l'un à rayons α (protoactinium), l'autre à rayons β (UZ et UX).

L'uranium X a été préparé à partir de 100 kg de nitrate d'urane; le rapport des activités de UZ et UX a été déterminé pour différents âges de UX (2 à 156 jours); *ce rapport est constant*, ce qui rend très probable que UX est la substance-mère de UZ.

On étudie l'absorption du rayonnement β de UZ à travers des épaisseurs d'Al allant de 0,01 à 0,57 mm. On en déduit que la quantité d'UZ formée est environ 0,35 p. 100 de UX_1.

Une méthode simplifiée d'extraction d'UZ est indiquée; elle permet de déceler rapidement le nouvel élément. Le schéma de décomposition de UI doit être



La décomposition de UX_1 en 2 éléments différents avec émission de rayons β dans les deux cas est unique actuellement en son genre. — E. DARMOIS.

Sur la relation générique entre le thorium et l'uranium. — **Kirsch** (G.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 72-73]. — Les éléments ont un poids atomique unique parce qu'ils se composent d'une proportion constante de leurs isotopes. Si l'uranium contient un isotope de poids atomique 236 qui engendre le thorium, sa composition doit varier avec le temps. D'après la règle de Fajan cet isotope, l'uranothorium (ThU) qui aurait un poids atomique intermédiaire entre ceux de UI et de UII, aurait une période d'environ 10^8 années.

Ses antécédents doivent contenir du thorium en relation avec leur âge. L'examen des trois minerais d'uranium les mieux connus indiquerait pour le ThU la période 63.10^6 années et une proportion de 5.10^{-6} dans l'uranium.

D'autre part des analyses de bröggerite ont montré des âges différant de 10^8 années environ. Les variations de leur contenu de thorium sont en bon accord avec ce nombre et les résultats précédents. — R. FORTRAT.

Sur la constante radioactive de l'actinium et le rapport de bifurcation de la série de l'actinium. — **Meyer** (St.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **129** (1920), 483-490], — L'auteur indique comme valeur probable de la période de l'actinium seize ans et demi et comme valeur du rapport de bifurcation 4 p. 100. Les expériences ont porté, d'une part, sur la mesure directe de la décroissance de préparations d'actinium pendant 7 ans, d'autre part, sur l'accroissement de l'activité d'une préparation de protoactinium par formation de l'actinium et de ses dérivés. La concordance de ces expériences est très médiocre. Le rapport de bifurcation a été déterminé par la comparaison de l'activité α de la pechblende de Morogoro avec l'activité du protactinium contenu dans le résidu de traitement de cette pechblende par l'acide azotique.

I. Curie.

Sur la constance du rapport de l'uranium X_1 et de l'uranium Y produits par de l'uranium de diverses provenances. — **Kirsch** (G.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien Abt. II a*, **129** (1920), 309-334]. — Dans un travail précédent St. Meyer et V. F. Hess [*Ibid.*, **128** (1919), 909] ont montré que le rapport entre l'uranium et l'actinium dans les minerais naturels d'origine diverse, peut être considéré comme constant. Dans le travail dont il expose les résultats, l'auteur s'est proposé de montrer la constance du rapport entre l'uranium X_1 et l'uranium Y produits par de l'uranium de diverses provenances. Il a eu à sa disposition, pour exécuter son travail, les mêmes matériaux qu'avaient eus Meyer et Hess, savoir : 1. Uranium de la fabrique de Joachimstal en Bohême, provenant de minerais de pechblende non cristallisée. 2. Pechblende cristallisée de l'Ouest Africain (minerai de Morogoro) présentant superficiellement des efflorescences de Rutherfordine. 3. Bröggerite de Norvège. 4. Thorianite de Ceyland de la firme Krantz à Bonn. 5. Thorianite de Ceyland de la firme Auer-Welsbach.

L'auteur indique d'abord comment il a préparé les diverses solutions qu'il utilise en partant des minerais précédents. Les mesures ont été faites par étude du rayonnement au moyen de chambres d'ionisation, les courants étaient mesurés avec un électromètre Dolezalek sensible à des intensités de 10^{-2} à 10^{-3} unité électrostatique.

Etant donné la discordance des valeurs que l'on trouve dans la littérature pour les diverses constantes de transformation de l'uranium X_1 et de l'uranium Y, l'auteur a déterminé, dans la première partie de son travail, les valeurs de ces constantes. Il a obtenu pour l'uranium X_1 les valeurs suivantes : Période (temps au bout duquel la moitié de la substance est transformée) $T = 23$ j 19 h 40 m $\pm$ 1 h 50 m, ce qui donne une constante radioactive $\lambda = 3{,}367\ 10^{-7}$ sec^{-1} et la vie moyenne de l'uranium X_1 $\tau = 34$ j 10 h 30 m. Pour l'uranium Y on obtient $T = 24$ h 38 m $\pm$ 16 m ; $\lambda = 7{,}814\ 10^{-6}$ sec^{-1} et $\tau = 1$ j 11 h 32 m.

Ces constantes fixées, l'auteur détermine le rapport existant entre la production de l'uranium X_1 et de l'uranium Y pour les diverses solutions qu'il a préparées. Les résultats de ses mesures sont consignés dans deux tableaux : le quotient du rayonnement total par le rayonnement le plus dur, c'est-à-dire par le rayonnement que laisse passer une feuille d'étain d'une épaisseur de 10 μ après la disparition de l'uranium Y, est constant à 1 p. 100 près, sa valeur moyenne est égale à 2,6. Il faut donc en conclure que le rapport entre l'uranium X_1 et l'uranium Y est aussi constant aux erreurs d'expérience près. La valeur absolue de ce rapport serait 4,2.

G. Reboul.

APPAREILS DE MESURES DE RADIOACTIVITÉ.

Expériences sur la répartition des dépôts actifs de l'émanation du radium sous l'action d'un champ électrique. — **Mund** (W.) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 378-383].

Etude du champ dans un condensateur à plateaux pour une ionisation par les rayons α. — **Artner** (M.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **130** (1921), 253-265]. — La source de rayons α est constituée par du polonium, placé sur le plateau inférieur. Le potentiel entre les plateaux est mesuré au moyen d'une sonde formée par une fine pointe de platine reliée à un électromètre. La distance des plateaux variant de 2 à 10 cm. On a également fait varier l'intensité du rayonnement et le parcours des rayons (par interposition d'écrans). Les séries de courbes obtenues mettent en évidence l'effet bien connu de diminution du champ dans la région de forte ionisation. — I. CURIE.

Sur le rendement en dépôt actif du radium dans le champ électrique. — **Gabler** (A.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **121** (1920), 201-220]. — Le mémoire a pour objet d'établir la distribution du dépôt actif dans un récipient cylindrique à électrode axiale contenant de l'émanation du radium. Par la mesure du rayonnement γ on peut déterminer :

1. La quantité de dépôt actif déposé sur les parois ;
2. celle qui a été recueillie par la tige ;
3. celle qui est restée dans le gaz.

Les expériences ont été faites avec ou sans champ électrique en employant deux récipients de dimensions différentes. Les quantités d'émanation utilisées étaient de 1 à 30 millicuries.

Les expériences ont montré qu'avec ces quantités d'émanation, le dépôt actif est loin de se concentrer tout entier à la cathode, surtout dans le plus grand des récipients où la proportion de dépôt actif recueilli par la tige est à peu près indépendante du sens du champ. La proportion de dépôt contenue dans le gaz est très faible pour le récipient de petites dimensions $\left(\text{environ } \frac{1}{100}\right)$; dans le grand récipient elle est, en général, plus forte et croît avec la quantité d'émanation.

Selon l'auteur les résultats obtenus s'expliquent par des phénomènes de « vent électrique » qui se produisent dans un gaz ionisé en présence d'un champ électrique. — I. CURIE.

Sur un nouvel électromètre à index rigide destiné à la mesure des radiations. — **Szilard** (B.) [*C. R.*, **174** (1922), 1 618]. — Description d'un électromètre dont le principe est le suivant : l'aiguille servant à la fois d'équipage mobile et d'index rigide est électriquement reliée à la cage ; elle est attirée par un « *cadran* » de forme spéciale, isolé et chargé à un potentiel voulu au moyen d'une minuscule machine à frottement. L'aiguille est suspendue par un ruban fin tendu, dont la torsion fournit un couple antagoniste. La sensibilité est telle qu'on peut mesurer très facilement un courant de l'ordre de 5.10^{-13} ampère. — A. BLANC.

Sur le dosage direct de très faibles quantités de radium par les rayons pénétrants. — **Szilard** (B.) [*C. R.*, **174** (1922), 1 695]. — De nouveaux perfectionnements ont encore augmenté la sensibilité de l'appareil décrit dans la note précédente ; il est ainsi possible d'utiliser pour les mesures les rayons pénétrants seuls

et d'être, par suite, à l'abri de toute erreur due à l'état de division et à la teneur en émanation de la substance étudiée. Par exemple, des essais effectués avec 500 grammes de produit contenant 10^{-9} gramme de radium par gramme ont permis des dosages avec une erreur de 2,5 p. 100. — A. Blanc.

Perfectionnements dans la détermination de la teneur en radium de sels de baryum n'en contenant que de petites quantités. — **Hess** (**V.-F.**) et **Damon** (**E.-E.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 530-531]. — Les méthodes actuelles, basées sur l'observation des rayons γ, pour déterminer la teneur en radium de sels pauvres sont plutôt peu exactes, en raison de l'influence variable de l'absorption du sel lui-même. De même, la méthode de mesure par l'émanation donne une précision médiocre, vu la nécessité de dilutions répétées du liquide.

La méthode ici présentée est basée sur l'emploi d'un électromètre portatif très sensible, de capacité égale à 1 cm. On remplit du sel de baryum à étudier un récipient formé d'une plaque concave de métal, dont le centre de courbure coïncide avec le centre de l'électromètre. La déviation observée mesure la teneur en sel de radium. L'appareil est préalablement étalonné. — L. Brüninghaus.

SPECTRES DES CORPS RADIOACTIFS

Le spectre de l'émanation du radium. — **Nyswander** (**R.-E.**), **Lind** (**S.-C.**) et **Moore** (**R.-B.**) [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 285-293]. — Le spectre de l'émanation du radium a été obtenu en faisant passer la décharge électrique dans un tube de Geissler contenant, dans une première série d'expériences 0,2 curie, dans une récente série 1 curie d'émanation soigneusement purifiée. Il était analysé au moyen d'un spectrographe à 4 prismes. Il comprend, entre λ = 3 982 Å et λ = 7 450 Å, 44 raies, bien moins par conséquent que n'avaient trouvé précédemment Richardson et Royds ou Watson. Les intensités de ces raies ne sont pas toujours restées constantes pendant la durée de ces expériences. — F. Croze.

Sur les rayons de haute fréquence dans le spectre de rayons γ des radiums B et C. — **Kovarik** (**A.-F.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 433]. — Les principales raies enregistrées par Rutherford sont retrouvées, mais on en a observé d'autres également. Il y en a notamment au moins cinq, et peut être plus, de longueurs d'ondes plus courtes que la plus courte signalée par Rutherford et Andrade.
L. Brüninghaus.

Sur la théorie quantiste de la décomposition radioactive. — **Rosseland** (**S.**) [*Zeits. f. Phys.*, **14** (1923), 173-181]. — La théorie des quanta a pu être appliquée aux phénomènes radioactifs à cause de l'existence de raies fines dans le spectre des rayons γ émis par les substances radioactives. Le phénomène caractéristique des transformations radioactives est l'émission de particules α et β : cette émission peut-elle être quantifiée?

L'émission des rayons β est seule envisagée. Un électron peut être émis par un atome où il décrivait une trajectoire stationnaire d'énergie supérieure au travail d'ionisation. Les spectres discontinus de rayons β observés dans les Ra B et C correspondent aux vitesses qu'on attendrait de l'émission d'électrons des anneaux L, M, etc... sous l'influence de l'absorption du rayonnement K. On expliquerait ainsi l'émission d'électrons sans rayonnement. On comprendrait de la même façon l'émission des électrons photoélectriques de de Broglie par absorption de rayonnement de fluorescence.

Mais en admettant avec Ellis que cette émission est toujours liée à l'absorption d'un rayonnement γ émis par le noyau, il faudrait admettre l'existence d'un rayonnement γ de fréquence supérieure à tout ce qui a été mesuré jusqu'à maintenant.

L'émission de l'électron dans l'intérieur du noyau a lieu à partir de sa trajectoire stationnaire avec une vitesse définie, mais l'action du noyau se fait encore fortement sentir au début du nouveau mouvement et lui donne une accélération qui modifie les vitesses des électrons d'une façon étudiée en détail. Cette action peut produire un spectre continu.

On peut enfin très bien mettre la constance de la vitesse de décomposition des substances radioactives en accord avec la théorie des quanta. Mais on doit rejeter les hypothèses de Ellis et de Smekal d'après lesquelles le rayonnement γ serait produit par les électrons mêmes auxquels est dû le rayonnement β.

R. Fortrat.

Emanations

Recherches sur le partage de l'émanation du radium entre différentes phases. — Szeparowicz (M.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa*, **129** (1920), 437-454]. — L'auteur a fait une étude très complète de la solubilité de l'émanation dans l'eau et dans le benzol à différentes températures. Conformément à une théorie proposée par Geiger, le coefficient de solubilité de l'émanation dans l'eau au lieu de décroître constamment avec la température, présente un léger minimum vers 92 °C environ. Dans le cas du benzol ce minimum est en dehors des limites de l'expérimentation.

Une autre série d'expériences concerne le partage de l'émanation entre une solution saline et un précipité obtenu dans cette solution. Conformément à ce qu'on pouvait prévoir le phénomène d'occlusion est plus marqué pour les précipités gélatineux (hydrate d'alumine) que dans les précipités compacts (chlorure et phosphate d'argent). — I. Curie.

Etat des produits de l'émanation du radium dans l'eau, étudié en relation avec les phénomènes de l'adsorption et de l'isotopie. — Lachs (H.) et Herszfinkiel (H.) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 319-328].

Rayons α, β, et γ.

La charge de la particule α. — Shrader (J.-E.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 422-423]. — L'auteur s'est proposé de redéterminer cette charge, par la méthode de Rutherford et Geiger. La valeur de e qui résulte de ces mesures est égale à $4,78.10^{-10}$ U. E. S. Mais la méthode n'est pas des plus précises pour la détermination de e. — L. Brüninghaus.

La désintégration des éléments par les particules α. — Rutherford (E.) et Chadwick (J.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 417-432]. — On sait que le bombardement de certains corps par des rayons α en chasse des particules dont le parcours dans l'air est supérieur à celui d'un noyau positif émis par un atome d'hydrogène et que les particules émises par l'azote ont été déviées par le champ magnétique comme on l'aurait attendu d'un noyau d'hydrogène lancé à grande vitesse.

L'expérience a été modifiée de façon à être quantitative et a été étendue à d'autres substances. Le faisceau émis par la substance désintégrée est reçu sur un écran de sulfure de zinc après avoir traversé des écrans absorbants convenables. On limite le faisceau d'un côté de façon à obtenir pour ainsi dire une ombre portée

nette, mais il est difficile de parler d'ombre à cause de la rareté des éclairs de fluorescence et son bord ne saurait être observé. On observe une région voisine de ce bord fictif avec un microscope à champ de vision très étendu et on compte le nombre de scintillations suivant que le champ magnétique établi tend à approcher ou à écarter le faisceau du champ de vision.

En modifiant les écrans absorbants on trouve que des particules de 45 cm de parcours ont un $\frac{mv}{e}$ 1,23 fois plus grand que celles de 22 cm de parcours. En admettant que le parcours est proportionnel au cube de la vitesse, on trouverait 1,27. Le contrôle a été fait en comparant la valeur de $\frac{mv}{e}$ à celle qui correspond aux particules α du Th par la même méthode. Il semble bien que, dans les trois cas où la mesure a été faite (Al, P et Fl), on eût à faire à des noyaux d'hydrogène.

On a mesuré pour tous les corps actifs le pàrcours des rayons émis dans la direction du rayonnement incident et en sens inverse.

Li, Bo, Mg, Si, Cl se montrent inactifs, Les éléments actifs ont pour nombres atomiques : 5, 7, 9, 11, 13 et 15. Sauf l'azote, leur poids atomique est $4n + 3$ et l'azote se range à part à beaucoup d'autres égards. Les corps actifs n'ont pas d'isotope sauf le bore qui en a 2.

En admettant qu'il y a conservation de la quantité de mouvement, on peut déduire de la vitesse de la particule incidente α et de celle du noyau H émis, la vitesse du noyau résiduel. Il y a gain d'énergie pour tous les corps sauf l'azote.

Considérations sur la structure du noyau. — R. Fortrat.

Les particules α comme détonateurs. — **Henderson (G.-H.)** [*Nat.*, **109** (1922), 749]. — Lorsqu'une particule α traverse la matière, on peut admettre que les régions avoisinant sa trajectoire sont portées à très haute température, d'où la possibilité d'amorcer une explosion, si la substance est instable. C'est ce qu'on a observé en effet avec l'iodure d'azote. — L. Brüninghaus.

Les particules α comme détonateurs. — **Poole (H.-H.)** [*Nat.*, **110** (1922), 148-149]. — On a montré récemment que les particules α peuvent provoquer la détonation de l'iodure d'azote. Les explosifs courants étant bien moins sensibles que l'iodure d'azote, l'auteur propose de déterminer la capacité des particules α de servir de détonateurs pour ces explosifs. — L. Brüninghaus.

Modifications actives de l'hydrogène et de l'azote produites par les rayons α. — **Newmau (F.-H.)** [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 455-462]. — On connaît l'activité chimique particulière qu'acquièrent l'hydrogène et l'azote sous l'action de la décharge. L'auteur s'est proposé de rechercher si les rayons α, qui provoquent beaucoup de transformations chimiques inattendues, ne seraient pas aptes à rendre aussi l'hydrogène ou l'azote actifs. Dans ce but, on met en présence le gaz, azote ou hydrogène, et l'élément sur lequel on désire manifester l'action du gaz rendu actif. L'activité est produite au moyen des rayons α émanant d'une couche mince de polonium déposé par voie électrolytique sur un petit disque de métal.

1. *Expériences avec l'azote.* — L'action des rayons α provoque une disparition graduelle du gaz, manifestée par une diminution progressive de la pression qui règne dans l'appareil. On pouvait, par des lectures au manomètre, calculer la proportion du gaz absorbé. On répétait les expériences en partant de diverses pressions initiales. Les substances mises en présence du gaz étaient choisies parmi

les corps assez volatils dans le vide. On maintenait la température de l'ampoule à — 40° C. Les substances essayées étaient les corps simples suivants : Na, K, S, P, I, As, Mg, Hg. L'effet dû aux rayons α, qui n'est pas nécessairement équivalent à l'ionisation produite par eux, paraît n'être fonction que de la vitesse des particules α et du nombre par seconde de leurs collisions avec les molécules du gaz. Il y a lieu de signaler qu'une fois l'absorption obtenue, une élévation de température de — 40° à + 100° C ne donnait lieu à aucune émission de gaz. Les composés chimiques formés doivent donc avoir une certaine stabilité. Il se produit à la longue une sorte de fatigue de la substance, qui disparaît par renouvellement de sa surface. Il faut donc penser que le composé formé à la surface protège les couches sous-jacentes contre une attaque ultérieure. De même, si la surface n'est pas rigoureusement propre, l'absorption ne se produit pas : la substance doit donc être introduite par distillation dans le vide Avec le sodium et le potassium, on a pu observer directement la formation d'azoture. De même avec le magnésium. On n'a pu encore obtenir aucun renseignement en ce qui concerne le produit obtenu avec les métalloïdes : iode, soufre et phosphore.

2. *Expériences avec l'hydrogène.* — Les expériences ont été conduites comme pour l'azote, mais le gaz n'était absorbé que par l'iode, le soufre et le phosphore. En chauffant à 100°C, la plus grande partie de l'hydrogène absorbé est relibérée. L'effet est donc ici, soit dû à l'occlusion, soit dû à la formation d'un composé instable. Pour lever l'incertitude, on a construit un autre appareil dans lequel l'hydrogène, après passage dans l'ampoule à rayons α, se rendait dans une deuxième ampoule contenant du soufre, puis dans une troisième où on avait disposé un peu de papier à acétate de plomb : ce dernier noircissait nettement. Il s'est donc fait du gaz sulfhydrique, résultant de l'action de l'hydrogène actif sur le soufre. En enlevant les ions par un champ électrostatique convenablement disposé, l'action restait la même. Il n'y a donc pas lieu d'attribuer l'activité de l'hydrogène ainsi obtenue aux ions formés par le gaz.

Ni les rayons du radium autres que les rayons α, ni les rayons ultra-violets ne sont capables de rendre actifs l'azote ou l'hydrogène.

L'auteur considère comme peu probable l'existence, à titre permanent, d'atomes libres d'hydrogène ou d'azote dans les gaz actifs. Il admet que ces atomes libres, aux pressions essayées, n'ont qu'une existence éphémère et se fixent sur des molécules neutres, pour former des molécules triatomiques. Ceci concorde avec les conclusions de Wendt, sur l'activation des gaz à basse pression par la décharge électrique. Parmi les atomes libres apparus dans le gaz par collisions des molécules avec les particules α, certains se combinent avec les éléments mis en présence du gaz. L'action primaire des particules α est donc de libérer, dans le gaz, des atomes à grande activité chimique. — L. Brüninghaus.

Tentatives pour détecter la radioactivité résultant du bombardement par rayons α. — Shenstone (A.-G.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 938-943]. — Les expériences de Rutherford et Chadwick ont montré la possibilité de provoquer, grâce au bombardement par rayons α, l'expulsion d'atomes d'hydrogène par les noyaux d'atomes plus lourds. Shimizu a cru pouvoir ajouter qu'il existait aussi une désintégration beaucoup plus aisée donnant de l'hélium. Si l'action du choc par un projectile α fait passer l'atome dans un état instable et, en quelque sorte radioactif, il doit être possible de mesurer la vie moyenne correspondant à cet état. L'auteur a entrepris cette mesure en faisant tourner rapidement un plateau circulaire dont le bord porte la substance à désintégrer ; cette substance par suite du

mouvement du plateau vient passer successivement devant une source de rayons α et devant un écran au sulfure de zinc que l'on examine au microscope. La vitesse de rotation détermine le temps s'écoulant entre les deux passages et l'observation des scintillations sur l'écran permet de calculer la vie moyenne cherchée. L'expérience a montré que cette quantité était trop petite pour être mesurée; elle ne peut dès lors être supérieure à 10^{-5} seconde comme le montre un calcul facile.

L. DE BROGLIE.

Quelques trajectoires intéressantes des particules α dans les gaz. — **Ryan** (R.-W.) et **Harkins** (W.-D.) [*Nat.*, **111** (1923), 114]. — Description de nouvelles trajectoires obtenues en prenant un très grand nombre de photographies. Dans une photographie, on voit que la particule α a choqué le noyau d'un atome d'oxygène ou d'azote. Le noyau est projeté en avant avec une très grande vitesse, tandis que la particule α est réfléchie en arrière, de façon à ce que les deux trajectoires, incidente et réfléchie, fassent entre elles un angle très aigu. Dans deux autres photographies, la trajectoire paraît se diviser en deux autres faisant entre elles des angles de 8° et de 50°; il peut arriver que les deux branches soient égales, ou au contraire très inégales. — L. BRÜNINGHAUS.

Trajectoires des particules α dans l'hélium. — **Bose** (D.-M.) et **Ghosh** (S.-K.) [*Nat.*, **111** (1923), 463-464]. — Les auteurs ont pu obtenir des photographies de trajectoires où l'on observe des fourches dues aux trajectoires secondaires des trois parties constitutives de l'atome d'hélium, séparées par le choc de la particule α : le noyau et les deux électrons périphériques. On y remarque que les électrons sont expulsés d'un même côté, par rapport à la trajectoire de la particule α. Les auteurs remarquent que ce phénomène peut s'expliquer en admettant, comme y ont été conduits divers auteurs par d'autres considérations, que les deux électrons de l'atome d'hélium se déplacent sur des orbites inclinées l'une par rapport à l'autre. Si une particule α frappe l'atome au moment où les deux électrons se croisent, alors la probabilité de leur expulsion simultanée dans la même direction est très grande. — L. BRÜNINGHAUS.

L'égaillement des particules α par la matière. — **Henderson** (G.-H.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 42-51]. — Quand un faisceau parallèle de rayons α traverse de la matière, les particules perdent peu à peu de l'énergie, les unes plus que les autres, de sorte que les parcours ne sont plus les mêmes. C'est à ce phénomène que Darwin a donné le nom d' « égaillement » (*straggling*). Différentes méthodes ont été proposées pour évaluer cet égaillement : l'une, fondée sur le fait que l'ionisation produite par une particule est proportionnelle à la racine cubique du parcours restant, déduit des différences entre une parabole cubique et la courbe réelle d'ionisation, les variations de parcours, c'est-à-dire l'égaillement; une autre compte les particules α aux différents points d'un faisceau. Mais, que l'on opère dans l'air, dans d'autres gaz, ou à travers des solides (dans ce dernier cas, des complications proviennent du fait de la non-uniformité d'épaisseur des lames employées), les effets réellement observés sont plusieurs fois supérieurs à ceux que fait prévoir la théorie [1] basée sur les idées actuellement admises au sujet du passage des particules α à travers la matière. D'autre part, l'égaillement ne croît que lentement avec le pouvoir d'arrêt moléculaire [2 mm pour H (poids mol. 2); 3,5 mm pour le

[1] Bohr [*Phil. Mag.*, 30 (1915), 581]; Flamm [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien*, **102** (1913), 1 393]

chlorure d'éthyle (poids mol. 64)] et se produit presque tout entier dans les derniers millimètres du parcours. Les théories actuelles de l'égaillement sont donc à reviser. — A. Foch.

La perte d'énergie d'un faisceau de rayons α à travers la matière. — Kapitza (P.-L.) [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1922), 48-71]. — L'auteur a construit un radio-micromètre très sensible pour la mesure de l'énergie d'un faisceau α ; il fait la description et la théorie de l'appareil. A l'aide de ce radio-micromètre, il a déterminé la perte d'énergie d'un faisceau α dans l'air et le gaz carbonique et trouvé qu'elle suivait la même loi. La courbe de diminution de l'énergie en fonction du trajet prouve que, pour les particules à grande vitesse, l'énergie dépensée dans la production d'un ion est plus grande ; dans la théorie atomique de Bohr, on interprète ce fait par l'aptitude des particules rapides à provoquer les ionisations profondes. Marsden et Taylor ont étudié la diminution des énergies par la méthode de l'analyse magnétique ; leurs résultats sont en accord avec ceux de l'auteur pour des parcours inférieurs à 6 cm, mais au-delà, s'introduisent des discordances dont l'interprétation est assez délicate. P.-L. Kapitza a aussi étudié par la même méthode l'absorption des rayons β dans l'aluminium et mesuré l'échauffement dans un gaz aux divers points du parcours d'un faisceau α ; ce dernier phénomène suit une loi analogue à celle de l'ionisation. — L. de Broglie.

La perte d'énergie d'une particule α dans son passage à travers la matière. — Henderson (G.-H.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 680-688]. — Quand une particule α de charge E, de masse M et de vitesse V s'approche à une distance p d'un électron, l'énergie reçue par ce dernier est

$$Q = \frac{2E^2e^2}{mV^2(p^2 + a^2)}.$$

En traversant une épaisseur Δx de matière, le nombre de rencontres où p varie entre p et $p + \mathrm{d}p$ est

$$2\pi Nn\,\Delta x\,p\,\mathrm{d}p,$$

en appelant N le nombre d'atomes à n électrons par cm³.

Par suite, la perte d'énergie d'une particule α est

$$\Delta T = \Delta x \times \frac{4\pi E^2e^2Nn}{mV^2}\int\frac{p\,\mathrm{d}p}{p^2 + a^2}.$$

L'intégrale serait infinie si p l'était ; mais comme, en fait, la matière laisse passer les particules α, il en résulte que le rayon d'action p a une limite supérieure. *Admettons* que le transfert d'énergie à un électron n'a lieu que si l'énergie transférable est supérieure à la tension d'ionisation de cet électron ; de ce fait p devra avoir une limite supérieure ; quand l'électron est expulsé de l'atome, la différence entre l'énergie transférée et la tension d'ionisation est emportée par lui sous forme de tension de résonance.

Un calcul, pour lequel on se reportera au mémoire, permet de déduire de ces hypothèses le parcours des particules α. Les résultats concordent assez bien avec l'expérience, quoique la concordance soit moins bonne que celle obtenue par les formules de Bohr [*Phil. Mag.*, **30** (1915), 597] déduites d'hypothèses tout à fait différentes. Deux explications sont possibles ; ou bien les vues d'Henderson et celles de Bohr sont au fond identiques, ce qui apparaitra quand on connaîtra mieux le

mécanisme des échanges d'énergie; ou bien les méthodes de calcul employées sont telles que les formules finales sont insensibles aux changements numériques des données; dans ces conditions, il est impossible de trancher en faveur d'un des points de vue. — A. Foch.

Théorie ondulatoire des rayons α. — **Jaumann** (G.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **130** (1921), 189-217]. — L'auteur s'élève contre la théorie corpusculaire des rayons α à laquelle il reproche de ne pas s'accorder avec la théorie cinétique des gaz en ce qui concerne la longueur du parcours, et de conduire à des modèles atomiques (Rutherford-Bohr) qui lui paraissent inaceptables. Il propose une théorie ondulatoire par propagation d'ondes longitudinales de grande amplitude, le vecteur électrique étant dirigé suivant la direction de propagation et considéré comme une fonction de la constante diélectrique. Selon l'auteur, on peut expliquer ainsi l'existence d'un parcours déterminé et sa relation avec la pression ainsi que les effets qui mettent en évidence la faible section attribuable aux rayons (scintillation, photographies de Wilson, etc). Cette conception qui ne tient pas compte des mesures de la charge et de la masse des rayons et qui est appliquée aussi aux rayons à charge négative est développée au moyen de longs calculs sur lesquels il ne semble pas utile d'insister. — I. Curie.

Modifications de la charge d'une particule α par son passage à travers de la matière. — **Henderson** (G.-H.) [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1923), 496-505]. — Il est remarquable que l'on n'ait jamais observé de particules α lorsque leur énergie tombe au-dessous de celle qui correspond à une chute de potentiel de 600000 volts. La scintillation n'a pas assez de sensibilité pour déceler des particules α moins rapides, tandis qu'on peut y parvenir par photographie sur des plaques de Schumann. Un faisceau de rayons α qui traverse une couche de matière absorbante puis est dispersé par un champ magnétique donne 3 taches : une tache non déviée, une tache ayant la déviation normale et une tache intermédiaire; les intensités de ces 3 taches dépendent d'ailleurs beaucoup de la nature de l'absorption. Une étude systématique a été faite au point de vue du nombre des particules dans chaque bande, de leur vitesse, de leur pouvoir pénétrant.

La bande intermédiaire est attribuée à des particules α qui ont repris un électron et la bande centrale à des particules redevenues neutres par retour de 2 électrons. Les particules reprennent un électron d'autant plus facilement qu'elles sont moins rapides, quand leur énergie est inférieure à 800000 volts.

En représentant par V_0 la vitesse initiale des particules α du RaC, les particules produisent la scintillation quand leur vitesse est supérieure à 0,4 V_0; elles impressionnent les plaques de Schumann jusqu'à une vitesse égale à 0,25 V_0.

Le pouvoir de pénétration d'une particule α qui a repris un électron est beaucoup plus faible que celui d'une particule α à deux charges. Cela permet d'expliquer que la dispersion d'un faisceau de rayons α par absorption soit plus grande que la théorie ne le prévoit : sur la fin de leur parcours dans un milieu absorbant les particules prennent et perdent un électron. — R. Fortrat.

Phosphorescence du sulfure de zinc sous l'action des rayons α. — **Herszfinkiel** (H.) et **Wertenstein** (L.) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 31-32].

Les effets chimiques du rayonnement α. — **Wourtzel** (E.) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 53-61].

Sur les fluctuations du rayonnement α. — Muszkat (A.) et Wertenstein (L.) [*Journ. de Phys.*, 2 (192), 119-128].

Sur les dimensions de la particule α et sur les écarts de la loi de Coulomb dans le voisinage immédiat de charges électriques. — Smekal (A.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss, Wien., Abt. II a*, 129 (1920), 455-481]. — Travail théorique sur la structure du noyau d'hélium.

L'auteur reprend le modèle de Lenz : quatre protons en rotation sur la même circonférence et deux électrons occupant sur l'axe de rotation des positions symétriques par rapport au centre.

En appliquant la loi des quanta à la quantité de mouvement de chaque proton, et en admettant que l'énergie de cohésion est celle qui est prévue par la théorie de relativité, d'après la perte de masse résultant de la condensation de quatre atomes d'hydrogène en un atome d'hélium ($4,45 \times 10^{-5}$ ergs), on peut calculer les dimensions du modèle à condition d'augmenter légèrement l'exposant 2 qui caractérise la loi de Coulomb. Le rayon du cercle occupé par les protons est alors trouvé égal $1,5\,10^{-13}$ cm, en bon accord avec les expériences de Rutherford sur le choc des rayons α contre les atomes d'hydrogène. L'application de la loi de Coulomb conduisait, au contraire, à une énergie trop faible et à des dimensions trop grandes.

L'auteur applique des considérations analogues à d'autres cas : il démontre que l'existence d'un isotope de l'hydrogène, composé de deux protons et d'un électron est improbable. Suit une discussion relative au nombre d'électrons de l'anneau *K*, puis une discussion sur les causes possibles d'écarts de la loi de Coulomb et une conclusion d'après laquelle l'exposant resterait compris entre 2 et 3.

I. Curie.

Nombre d'ions produits par une particule α du radium C. — Fonovits-Smereker (H.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, 131 (1922), 355-365]. — La détermination repose sur la mesure du courant de saturation produit dans une chambre d'ionisation par les rayons α d'une préparation de RaC dont on détermine, d'autre part, l'équivalent en radium par la mesure du rayonnement γ. Le courant de saturation ne pouvait être mesuré directement en raison de l'importance de l'ionisation; il était déduit par extrapolation d'un réseau de courbes de saturation déterminé expérimentalement par le même auteur dans un travail précédent. Diverses difficultés se sont présentées dans la préparation de la source active.

Voici le résultat indiqué par l'auteur pour le nombre d'ions n produits dans l'air par une particule α du RaC. $n = 2,20 \times 10^5$, nombre inférieur de 7 pour 100 à la valeur donnée par Geiger.

La précision indiquée (environ 1 pour 100) peut être mise en doute eu égard aux écarts des valeurs individuelles. — I. Curie.

Note sur un essai d'influencer la direction d'émission des particules α. — Henderson (G.-H.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 21 (1922), 56-58]. — Pour interpréter certaines particularités des photographies de C. T. R. Wilson, Glasson a supposé qu'une cause extérieure, telle que champ magnétique ou électrique, était peut-être capable d'orienter les atomes d'émanation. Si l'on suppose de plus que les émissions de particules α par le noyau se font dans des directions privilégiées, on comprend que cette cause extérieure agisse sur la répartition des rayons α dans l'espace. L'auteur a fait agir sur une petite chambre remplie d'émanation des champs magnétiques (860 gauss) et électriques (400 v : cm) parallèles et perpendi-

culaires à la direction dans laquelle l'émission α était mesurée. Aucune action appréciable n'a pu être ainsi mise en évidence. — L. de Broglie.

Pouvoir d'arrêt et nombre atomique. — **Glasson (J.-L.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 477-481]. — Il s'agit du pouvoir plus ou moins grand que possèdent les atomes des divers éléments, d'arrêter les particules α. Bragg avait montré que ce pouvoir est proportionnel à la racine carrée de la masse atomique. Les écarts de cette règle avec les faits observés sont en moyenne de 8,3 pour 100, l'écart maximum étant de 25 pour 100. En prenant comme variable le nombre atomique N, l'auteur montre que le pouvoir d'arrêt est sensiblement proportionnel à $N^{2/3}$, avec un écart moyen de 5 pour 100, et maximum de 11 pour 100.

Il y a lieu de considérer tout spécialement le cas de l'hélium et de l'hydrogène. D'après la règle de Bragg, et en tenant compte du fait que la molécule d'hydrogène est diatomique, si l'on admet que l'arrêt se produit sur la molécule, les pouvoirs d'arrêt des deux gaz devraient être égaux. Cependant, Taylor a observé en 1914 que, dans l'hélium pur, le parcours des rayons α est de 5 pour 100 supérieur au parcours dans l'hydrogène. Ce fait correspond mieux à l'emploi de la règle basée sur le nombre atomique (pour l'hydrogène, $N^{2/3} = 1$; pour l'hélium, $N^{2/3} = 1,59$) qu'à la règle de Bragg $\left(\sqrt{H} = 1 ;\quad \sqrt{He} = 2\right)$. — L. Brüninghaus.

Les traces des particules α sur la plaque photographique. — **Mühlestein (E.)** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **4** (1922), 38-63]. — On immerge dans du mercure des plaques que l'on a activées en différents points ; pour effectuer cette dernière opération, différents modes opératoires ont été employés. Une lame flexible formant ressort est exposée à l'émanation, puis recourbée et lâchée contre le bord de la plaque le plus éloigné de l'observateur ; on peut également frapper contre la plaque de petites billes d'acier rodées et activées. Dans le cas de dépôts électrolytiques, on gratte la surface active avec une aiguille fine au-dessus de la plaque. Cette dernière est alors complètement immergée dans le mercure. On obtient ainsi des halos parfaitement nets, dont le rayon donne la longueur du parcours dans la couche sensible. Celui-ci est de 50 microns pour les particules α de radium C et de 27 pour celles du polonium. Le rapport étant sensiblement le même que celui des parcours dans l'air. A la surface d'une pellicule sensible suffisamment épaisse, un centre rayonnant punctiforme produit dans cette pellicule une impression hémisphérique.

L'auteur pense que la particule impressionne tous les grains de sel d'argent qu'elle rencontre. — Ed. Salles.

Quelques particularités relatives aux trajectoires d'ionisation de Wilson; explication qu'en donne l'auteur. — **Glasson (J.-L.)** [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **21** (1922), 7-10]. — Sur des photographies de trajectoires de rayons α et β du radium dans la vapeur d'eau, publiées en 1912 et 1913 par C. T. R. Wilson, l'auteur remarque que les trajectoires de rayons β ont assez souvent sur un parcours de quelques centimètres une courbure constante, que d'autres, par groupes de deux ou trois, présentent entre elles certaines analogies de forme et sont plus ou moins parallèles. L'auteur croit pouvoir en conclure l'existence de champs magnétiques d'intensité faible (quelques unités) à l'intérieur du milieu où s'opère la détente; ces champs proviendraient d'une régularité de disposition des molécules de vapeur d'eau, ou d'agrégats de ces molécules. Le fait que les ions se répartissent par groupes le long des trajectoires de rayons β est pour l'auteur une preuve de la structure cristalline de ces vapeurs. — F. Perrin.

Une détermination du nombre de particules α émises par seconde par un thorium C d'activité connue par rapport aux rayons γ. — Shenstone (A.-G.) et Schlundt (H.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 1 038-1 047]. — De récentes expériences, faites au *Cavendish Laboratory* par Rutherford et d'autres, ont nécessité l'emploi des particules α à long parcours émanant du thorium C. L'activité des larges sources de thorium C employées dans ces expériences était mesurée, comme d'ordinaire, au moyen d'un électroscope à rayons γ. Il est par suite devenu nécessaire de faire une détermination exacte du nombre de particules α émises par seconde par un thorium C dont l'activité, par rapport aux rayons γ, était connue. Puisque ce nombre est connu pour le radium C, une comparaison directe faite en comptant ces particules α et en mesurant l'activité, à la fois du radium C et du thorium C, fixera le nombre de particules α émises par seconde par milligramme de thorium C. Tel est le principe de la méthode employée par les auteurs.

Il résulte de ces mesures que la vitesse d'émission des particules α par la quantité de radium C qui produit la même ionisation que 1 mg de radium, mesurée à travers 3,3 mm de plomb, est égale à $4{,}09 . 10^7$ par seconde; que le thorium C de même activité émet $3{,}07 . 10^7$ particules α par seconde. Ce nombre comporte une erreur probable de 2,5 pour 100.

La quantité de thorium C qui produit dans un électroscope la même ionisation que 1 mg de radium et ses produits de désintégration varie avec l'épaisseur du plomb à travers lequel sont faites les mesures de rayons γ. Partant d'égales activités γ du thorium C et du radium pour 3,3 mm de plomb, on peut, au moyen d'une courbe dressée par les auteurs, déterminer facilement les quantités de thorium C qui produisent, pour une plus grande épaisseur de plomb, une activité γ égale à celle du radium servant de terme de comparaison. Lors donc que la comparaison est faite à travers une épaisseur de plomb plus grande que 3,3 mm, on obtient aisément la vitesse d'émission du thorium C en particules α, en multipliant le nombre, précédemment indiqué, de $3{,}07 . 10^7$ par un facteur dont la valeur est lue sur la courbe. — L. Brüninghaus.

La théorie de la dispersion des rayons α et β. — Jeans (J.-H.) [*Proc. Roy. Soc.*, 102 (1923), 437-453]. — On a envisagé deux natures de déviation d'une particule électrisée par la matière : la déviation simple (E. Rutherford) qui a lieu sous l'action d'un seul atome et la déviation multiple (J.-J. Thomson) produite par la superposition des champs de plusieurs atomes voisins.

Si la dispersion multiple est totalement exclue, il existe un intervalle dans lequel le faisceau, après avoir traversé une épaisseur t de matière, a l'intensité

$$I = I_0 (1 - \varepsilon t).$$

Cela reste vrai si le faisceau incident n'est pas rigoureusement parallèle, mais forme un cône d'angle au sommet assez petit pour qu'on puisse négliger α^2 à côté de α.

Si la dispersion multiple entre en jeu, le faisceau a encore une intensité donnée par la même formule tant que le faisceau incident n'est pas tout à fait parallèle; quand le faisceau incident est parallèle, il faut remplacer cette formule par une autre qui fait intervenir non seulement la déviation due aux chocs (εt) mais aussi celle qui est due à l'influence de la dispersion multiple $\left(e^{-\frac{\theta^2}{Kt}}\right)$:

$$I = I_0 \left(1 - \varepsilon t - e^{-\lambda t} e^{-\frac{\theta^2}{Kt}}\right).$$

Cette formule donne des résultats très différents de ceux qu'on obtiendrait en

tenant compte seulement de la dispersion multiple. Et cela explique que l'on ait cru longtemps que la dispersion multiple intervenait seule dans la dispersion des rayons β. — R. Fortrat.

Loi du noircissement photographique par les rayons α et β. — **Salbach (H.)** [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 107-129]. — La loi générale du noircissement des plaques photographiques s'écrit $S = \varphi\ (I^q t)$.

Pour la lumière, q varie de 0,8 à 1,2 suivant la durée de pose. Pour les rayons α du polonium, q ne diffère jamais sensiblement de l'unité c'est-à-dire que le noircissement est proportionnel au nombre de particules reçues. Pour les rayons β de l'uranium X au contraire, q est voisin de 0,8. L'auteur applique ensuite ces résultats à la mesure photographique des coefficients d'absorption. Pour un rayonnement complexe, comme celui de l'uranium X, cette méthode ne peut donner qu'un coefficient moyen et peu précis. — M. Hanot.

La loi du noircissement photographique produit par les rayons α et β. —**Bothe (W.)** [*Zeits. f. Phys.*, **13** (1922), 106-112]. — Suite d'une polémique entre l'auteur et Mlle Salbach sur l'effet photographique des rayons α et β. L'auteur montre combien la question est complexe surtout en ce qui concerne l'influence de l'angle d'incidence. — L. de Broglie.

Etude sur le trajet des particules α et β dans les gaz. — **Bose (D.)** [*Zeits. f. Phys.*, **12** (1922), 207-217]. — L'auteur a étudié le passage dans des gaz de particules α, émises par une préparation de polonium, en employant la méthode de Wilson. La détente, au lieu d'être produite par le mouvement d'un piston, avait lieu par brusque mise en communication de la chambre d'ionisation avec un récipient où régnait un vide approprié.

Dans l'hydrogène la production de rayons H par impact des particules α contre les atomes a été mise en évidence grâce à leurs longs parcours; le nombre de rayons H produits par un nombre donné de rayons α correspond très bien aux considérations de probabilité de Darwin-Rutherford.

Marsden avait pu obtenir des rayons H par impact de rayons α sur une couche de paraffine; l'auteur n'a pas pu en constater la production dans le méthane, sans doute parce que l'étude n'en a pas été assez poussée.

Beaucoup de grandes déviations de trajectoires α ont été constatées, en nombre supérieur à ce que fait prévoir la théorie.

Si on envoie des rayons α sur un cristal en présence d'un champ électrique, on observe un étalement des trajectoires le long de la surface cristalline; le rôle respectif du champ électrique et des phénomènes superficiels ne paraît pas bien élucidé.

Dans l'hydrogène, on constate le long du parcours des rayons la présence de petits filaments, sans doute dus à l'expulsion d'électrons lents hors des atomes du gaz (rayons δ).

Des expériences analogues, mais moins complètes, ont été exécutées avec des rayons β et sont exposées en fin de mémoire. — L. de Broglie.

Sur le recul bêta. — **Muszkat (A.)** [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 93-96].

Sur l'action chimique des rayons pénétrants du radium : équilibre entre les acides fumarique et maléique sous l'action du rayonnement pénétrant du radium; action de ce dernier et de la lumière ultraviolette sur les solutions aqueuses d'urée, d'acide benzoïque et d'acide formique. — **Kailan (A.)** [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **129** (1920), 525-539]. —

Pour suivre l'action du rayonnement sur les corps organiques considérés, l'auteur utilise des méthodes de titrage, des mesures de conductibilité, de densité et d'indice de réfraction. Il constate une analogie qualitative entre l'action des rayons pénétrants du radium et des rayons ultraviolets. — I. Curie.

Sur les effets chimiques des rayons pénétrants du radium. Vitesse de formation et équilibre de l'eau oxygénée. — Kailan (A.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **130** (1921), 317-329]. — L'auteur a étudié la vitesse de formation et la vitesse de destruction de l'eau oxygénée dans de l'eau distillée ou de l'eau acidulée, sous l'action des rayons du radium. Ces expériences sont la suite de recherches antérieures faites en 1911 et 1912. Les résultats numériques paraissent peu précis et l'exposé manque de clarté. La destruction de l'eau oxygénée sous l'action des rayons du radium est représentée par la formule des réactions monomoléculaires. Des expériences analogues ont été faites avec la lumière ultraviolette.

I. Curie.

Sur les effets chimiques des rayons pénétrants du radium : action sur l'acide oxalique, sur le tétraoxalate de potassium et sur le chlorate de potassium. — Kailan (A.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **130** (1921), 469-481]. — L'action sur l'acide oxalique et sur le tétraoxalate de potassium en solution a été observée, soit pour les rayons du radium (environ 110 mg de radium, temps d'exposition 2 136 h), soit pour les rayons ultraviolets. Dans les deux cas l'auteur suppose la formation d'acide formique, d'oxyde de carbone et d'eau oxygénée ; le nombre de molécules décomposées serait de l'ordre du nombre d'ions que le rayonnement produirait dans la vapeur d'eau à absorption égale. Le chlorate de potassium ne se décompose pas sensiblement. — I. Curie.

La fluorescence et la coloration du verre produites par les rayons β. — Clarke (J.-R.) [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 735-736]. — Ewles, en étudiant la fluorescence produite par les rayons cathodiques dans diverses substances, avait conclu que cette fluorescence était dûe à une variation dans les agrégations moléculaires. L'auteur confirme cette opinion : il place divers échantillons de verre dans l'émanation du radium et constate une fluorescence qui cesse quand le verre est entièrement coloré en brun. Chauffant alors le verre à 110° C, la fluorescence reparait et, quand elle prend fin, le verre est décoloré à nouveau. — A. Foch.

Un essai d'influencer la vitesse de désintégration radioactive par l'emploi d'une radiation pénétrante. — Hevesy (G.) [*Nat.*, **110** (1922), 216]. — Des recherches faites par Ellis ont conduit l'auteur à la conclusion que la dynamique du quantum s'applique probablement au noyau de l'atome, et prête un appui à l'hypothèse selon laquelle l'émission des rayons γ par le noyau radioactif précède le processus de désintégration. Cette hypothèse extrêmement intéressante a suggéré à l'auteur l'idée de rechercher si la vitesse de désintégration radioactive peut être influencée en exposant la substance à l'action d'une radiation pénétrante. Dans ce but, on a employé, comme source de rayons γ, environ 800 mg de radium et on a expérimenté sur de l'uranium en équilibre radioactif avec UX, et sur du radium D en équilibre avec du radium E.

a) Expériences avec l'uranium. — Le tube de verre à parois minces contenant la préparation de radium a été abandonné pendant six semaines sur une couche d'oxyde d'uranium de 2 mm d'épaisseur et de 1 cm² de surface ; par cette disposition, pratiquement toutes les sortes de rayons γ émis par le radium atteignaient la

préparation d'uranium. En mesurant le rayonnement β de l'uranium X en équilibre avec l'uranium, avant et après l'expérience, on n'a pu déceler aucun changement d'activité supérieur à 0,1 pour 100.

Il faut remarquer que, de la quantité de radium employée, environ 15 000 atomes se détruisent par seconde, de sorte que l'on peut conclure de ce résultat négatif que la désintégration naturelle de la préparation d'uranium n'était certainement pas suivie par une désintégration artificielle de plus de 15 atomes par seconde. Cependant, la préparation de radium employée émettait 10^{11} quanta de rayons γ par seconde, dont environ le dixième était absorbé par les atomes d'uranium, et il en résulte que l'absorption de $15 . 10^{-10}$ des ondes γ émises par les noyaux des atomes d'uranium aurait déjà dû être suffisante pour produire un changement décelable de la vitesse de désintégration de l'uranium, en admettant l'hypothèse énoncée plus haut.

b) *Expériences avec le radium* D. — 1,2 g de chlorure de radioplomb de Joachimsthal de 1 cm^2 de surface fut traité de la même façon que l'oxyde d'uranium pendant 51 jours. L'activité β due au RaE en équilibre avec RaD, mesurée avant et après l'expérience, n'a pas manifesté de variation supérieure à 0,2 pour 100. Des expériences préliminaires avec les rayons X avaient donné de même un résultat négatif. — L. Brüninghaus.

Bifurcations et points anguleux sur les trajectoires de rayons β. — **Bothe (W.)** [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 416]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands, Leipzig, 17-24 septembre 1922. Un certain nombre de clichés stéréoscopiques ont été obtenus par la méthode de Wilson ; huit des trajectoires obtenues ont montré une bifurcation ; les deux branches paraissent être dans un plan contenant la trajectoire initiale, et faire entre elles un angle voisin de 90°, conditions qui correspondent à l'hypothèse du choc d'une particule β et d'un électron lent, probablement lié.

On a de plus observé un certain nombre de rayons présentant des déviations brusques : 25 de plus de 45° et 9 de plus de 90° : les rayons β, au contraire des rayons α, ne semblent pas perdre beaucoup d'énergie lors de cette déviation.

Enfin les meilleures photographies montrent nettement que les rayons β ne présentent pas une courbure continue, mais subissent une série de petites déviations indépendantes les unes des autres. — G. Bruhat.

Recherches sur les trajectoires de rayons β. — **Bothe (W.)** [*Zeits. f. Phys.*, **12** (1922), 117-127]. — L'auteur a repris, par la méthode de Wilson très soigneusement appliquée, l'étude des trajectoires des rayons β dans les gaz. Plusieurs questions relatives à ces trajectoires ont pu être ainsi résolues. D'abord, présentent-elles des bifurcations et dans quelles conditions ? En fait, ces bifurcations existent et présentent les caractères suivants : *a*) les deux rayons issus du rayon primitif ont toujours une vitesse moindre que celui-ci ; *b*) les trois trajectoires sont dans un même plan ; *c*) les deux branches de la fourche font un angle aigu avec la direction primitive ; *d*) la branche de moindre énergie (la plus courte) correspond au plus grand angle de déviation ; *e*) l'angle entre les deux branches est en général voisin de 90° et légèrement inférieur à cette valeur. L'auteur montre que tous ces résultats s'interprètent facilement,

Les rayons β présentent-ils parfois de grandes déviations analogues à celles dont Rutherford a fait la théorie pour les rayons α? De telles déviations existent bien et semblent, dans les grandes lignes, obéir à la théorie de Rutherford.

La courbure des trajectoires peut-elle s'expliquer par l'addition de petites

déviations indépendantes ou faut-il invoquer d'autres causes, par exemple une polarité magnétique de l'électron comme le pense Compton?

L'auteur montre, par des calculs de probabilités et un exemple graphique, que les courbures observées peuvent s'interpréter par l'addition de déviations incohérentes. — L. DE BROGLIE.

Sur la dispersion des rayons β. — Bothe (W.) [*Zeits. f. Phys.*, **13** (1923), 368-377]. — Les mesures de dispersion des rayons β donnent un bon accord avec la théorie lorsqu'elles se rapportent à la déviation multiple, mais l'écart est d'autant plus grand que la déviation simple joue un rôle plus important. Les écarts peuvent être expliqués par la théorie quantiste de l'absorption des électrons.

R. FORTRAT.

Sur la diffusion des rayons β. — Wilson (H.-A.) [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1922), 9-20]. — Les expériences de Crowther et Schoniand sur la diffusion des rayons β semblaient vérifier la théorie de la « déviation unique ». L'auteur montre qu'elles sont compatibles avec la théorie de la « déviation multiple ». Il reprend cette dernière théorie en tenant compte de la variation de la masse avec la vitesse, mais en faisant des hypothèses simplificatrices un peu arbitraires. Il montre l'accord de ses résultats avec ceux de l'expérience si l'on tient compte de la pénétration des trajectoires dans l'intérieur de l'atome. La théorie de la déviation unique conserve sa valeur dans le cas des plaques minces. La précision des observations ne paraît pas suffisante pour établir s'il faut introduire la mécanique de la relativité. — L. DE BROGLIE.

Sur la diffusion des rayons β. — Schonland (B.-F.-J.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 299-311]. — L'auteur a repris des expériences antérieures sur la diffusion des rayons β dans la traversée d'un écran matériel. Diverses causes d'erreur ont été éliminées, notamment la divergence du faisceau β incident.

La diffusion paraît bien due, conformément aux idées de E. Rutherford, à l'effet d'une rencontre unique entre un électron β et un atome de l'écran. Si φ désigne le demi-angle au sommet du cône qui contient la moitié des particules diffusées à la sortie de l'écran, la théorie de Rutherford établit la proportionnalité du quotient $\frac{\varphi^2}{t}$, (t étant l'épaisseur de l'écran) au carré du nombre atomique, et par suite sa constance pour un élément donné. Ces lois sont bien vérifiées pour les éléments légers, mais pour les éléments lourds, la parabole qui donne φ en fonction de t est déformée au voisinage de l'origine c'est-à-dire pour les petites valeurs de t. L'auteur propose de cette divergence l'intéressante explication suivante : on montre facilement que plus l'épaisseur de l'écran est petite, plus la distance *moyenne* de l'électron dévié et de noyau de l'atome déviant est grande au moment du choc ; dès lors, on conçoit que, pour les faibles épaisseurs, une forte proportion des électrons déviés ont traversé un atome à l'extérieur de la couche K, voire même de la couche L et ont subi de ce fait l'attraction du noyau diminuée de « l'effet écran » des électrons K et L, ce phénomène se produisant surtout pour les atomes lourds dont les couches K et R sont plus voisines du noyau. Cette explication conduit à un assez bon accord qualitatif avec les faits.

La théorie de Rutherford conduit encore à la conséquence suivante : si l'on emploie des faisceaux β monocinétiques, on observera la même distribution dans l'espace des électrons déviés si l'on choisit toujours l'épaisseur de l'écran proportionnelle au carré de l'énergie des particules incidentes. Cette proposition n'est bien vérifiée que pour les faibles énergies ; l'auteur montre comment on doit la modifier

pour les grandes énergies, en tenant compte de la variation de la masse avec la vitesse et prouve par des tableaux numériques l'exactitude de la nouvelle formule ainsi obtenue.

En résumé, la théorie de Rutherford, heureusement complétée sur deux points très intéressants, a rendu compte des faits observés. Ceci semble montrer une fois de plus que la loi de Coulomb est encore valable dans l'atome à des distances du noyau de l'ordre de 10^{-11} cm. — L. de Broglie.

Le parcours effectif des rayons β. — **Gray (J.-A.) et Douglas (A.-V.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 432-433]. — La plus petite masse de substance par unité d'aire capable d'arrêter les rayons β, peut être dénommée parcours *effectif* de ces rayons. On a étudié cette grandeur avec le papier, l'aluminium, le cuivre, l'étain et le plomb. Pour le papier, le parcours effectif correspond à 0,47 g : cm^2; pour le plomb, il est de 0,34 g : cm^2, le parcours étant inversement proportionnel à ce qui a été appelé coefficient d'absorption de masse des rayons β. — L. Brüninghaus.

Relations d'énergie entre les rayons X et β. — **Gray (J.-A.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 430-431]. — L'auteur décrit des expériences qu'il a faites avec les rayons β du radium E pour déterminer l'énergie des rayons X qui résultent de la pénétration des rayons β dans diverses substances : papier, fer, plomb. Ces déterminations ont été faites en supposant que l'énergie d'un faisceau de rayons X ou β est proportionnelle à l'ionisation produite par le faisceau dans l'air.

Si un faisceau de rayons β d'énergie E_1 rencontre une lame assez mince pour que la proportion de rayons diffusés par la lame soit inappréciable, l'énergie E_2 des rayons X qui prennent naissance dans la lame est donnée par la relation :

$$E_2 = \lambda E_1 m$$

où m est la masse de la lame par unité d'aire et λ, le coefficient de transformation. On a trouvé pour λ les valeurs suivantes : 0,047 pour le carbone; 0,110 pour le fer; 0,300 pour le plomb. Ces nombres sont dans la proportion : 1 : 2, 3 : 7, 2.

Lorsque les rayons β du radium E sont complètement absorbés par le papier, 0,4 pour 100 de leur énergie est transformée en énergie de rayons X. Les valeurs correspondantes pour le fer et le plomb sont 1,35 et 6 pour 100 respectivement. Ces nombres sont dans la proportion 1 : 3, 4 : 15. On sait que, lorsqu'on tient compte de la diffusion, les rayons β peuvent traverser une plus grande masse de substances de masse atomique élevée que de substances de faible masse atomique. Les nombres précédents sont conformes à ce fait. — L. Brüninghaus.

Spectres de rayons β et leur signification. — **Ellis (C.-D.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 1-17]. — L'émission de rayons β sous l'influence des rayons γ monochromatiques obéit à la même relation quantiste que leur émission sous l'influence des rayons X ou de la lumière. Rutherford a déjà montré que les raies dans le spectre des rayons β sont dues à une émission de l'atome même qui produit le rayonnement γ initial. L'étude du spectre des rayons β est un moyen d'investigation des rayons γ de longueur d'onde trop courte pour être mesurée avec les cristaux (inférieure à 0,07 Å).

La mesure de l'énergie E_1 d'une radiation β monochromatique donne la fréquence excicatrice ν par la relation

$$E_1 = h\nu - w_1$$

où w_1 est l'énergie nécessaire pour amener l'électron de sa position initiale à la

surface de l'atome. On détermine w_1 par comparaison avec l'énergie de la raie correspondante excitée dans un corps de nombre atomique voisin et par mesure de la différence des énergies des trajectoires stationnaires de même niveau dans ces deux atomes.

Application aux rayons γ des RaB, RaC, ThC et ThD qui sont des rayons monochromatiques ou des rayons blancs de grande fréquence moyenne.

On a constaté qu'il n'existe pas d'électron intermédiaire entre le noyau et le niveau K. Les rayons γ ont donc leur origine à l'intérieur du noyau. Une discussion des spectres de rayonnement γ du RaB et du ThD semble indiquer que l'électron qui les émet a plusieurs trajectoires stationnaires correspondant à des niveaux d'énergie différents de nombres entiers de quanta. La production des rayons γ est distincte de la désintégration du noyau et traduit son évolution. — R. Fortrat.

Sur la production des spectres de rayons β de substances radioactives. — Meitner (L.) [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 131-144]. — Le mémoire a pour objet la relation entre les rayons β et γ émis par un corps radiactif. L'auteur admet que dans une transformation radioactive par émission de rayons β du noyau, tous ces rayons primaires ont la même vitesse et que certains d'entre eux apparaissent avec cette vitesse à l'extérieur, tandis que d'autres sont transformés dans le noyau en rayons γ de fréquence correspondante; ces derniers donnent lieu dans l'atome à une émission de rayons secondaires provenant de divers niveaux électroniques et pouvant avoir des vitesses différentes suivant le travail d'extraction relatif à ces niveaux. Ce spectre secondaire ne doit pas différer de celui qui peut être excité par les rayons γ, dans un élément isotope de l'élément considéré. L'énergie de chaque groupe secondaire augmenté du travail d'extraction doit représenter l'énergie des rayons primaires. Les rayons β d'éléments tels que Ra, RaAC, RaTh sont tous du type secondaire, en relation avec le rayonnement γ qui accompagne la transformation radioactive par rayons α.

Cette théorie a été soumise à une vérification expérimentale par l'étude du spectre magnétique du rayonnement du ThB et du spectre excité dans le plomb par les rayons γ du ThB. Aux deux groupes de rayons ($\beta = 0{,}63$ et $\beta = 0{,}72$) émis dans le premier cas, correspondent deux groupes de même vitesse émis dans le second cas. La différence des énergies conduit à penser que ces deux groupes proviennent respectivement des niveaux K et L du plomb. En complétant l'énergie de chaque groupe par l'énergie d'extraction correspondante, on obtient l'énergie des rayons γ primaires ($\lambda = 5{,}2 \times 10^{-10}$ cm). L'auteur a trouvé ensuite un groupe de rayons β de même énergie ($\beta = 0{,}74$) considéré comme rayonnement primaire.

Des considérations analogues sont faites pour l'émission de quelques autres substances. Pour le RaD (étudié par J. Danysz), deux lignes connues sont attribuées à des rayons secondaires émis des niveaux L et M par un même groupe de rayons γ ($\lambda = 2{,}68 \times 10^{-9}$ cm) auquel correspond un groupe de rayons β primaires ($\beta = 0{,}40$). Pour le radiothorium les deux lignes connues sont considérées comme secondaires. Il en est de même pour le radium. — I. Curie.

Le rapport entre les rayons β et les rayons γ. — Meitner (L.) [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 145-152]. — L'auteur rappelle et discute les résultats donnés dans le mémoire précédent et insiste sur l'interprétation suivante : un rayon β primaire produit dans le noyau peut s'y tranformer en rayon γ. Celui-ci peut, ou bien être émis à l'extérieur à cet état, ou bien être utilisé pour l'émission de rayons β secondaires provenant de l'enveloppe électronique; de là, excitation du rayonnement caractéristique de l'atome accompagné d'émission d'électrons de

niveau d'énergie inférieur. Dans le cas du radium D on trouve une confirmation dans les valeurs des coefficients d'absorption des 2 groupes de rayons γ $\left(\frac{\mu}{\rho} = 16{,}5 \text{ et } \frac{\mu}{\rho} = 0{,}36 \text{ pour Al}\right)$. De la relation $\frac{\mu}{\rho} = A\lambda^b$ ($A = 13{,}8$; $b = 2{,}94$) on déduit des valeurs de λ voisines de celles indiquées par l'auteur dans le mémoire précédent. L'auteur pense que la proportion de l'énergie de rayons β qui apparaît à l'extérieur sous forme de rayons γ peut être très variable suivant les éléments. Discussion avec Ellis au sujet de ses résultats sur les rayons β du radium B qu'il considère comme d'origine secondaire. — I. Curie.

La production des rayons β secondaires par les rayons γ. — Prelinger (H.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa*, **130** (1921), 279-293]. — Des recherches antérieures (Kohlrausch et Schrödinger) ont montré que la radiation secondaire était plus importante dans la direction d'émergence que dans la direction opposée. Utilisant le même dispositif l'auteur a cherché si le coefficient d'asymétrie était le même pour les émissions secondaires produites par deux groupes de rayons γ du radium ayant pour coefficients d'aborption dans le plomb : $\mu = 0{,}543$ cm^{-1} et $\mu = 1{,}49$ cm^{-1}.

L'auteur calcule le coefficient d'asymétrie, rapport des intensités de rayonnement secondaire envoyé dans les deux directions opposées, en tenant compte des coefficients d'absorption des rayonnements primaire et secondaire. Il trouve que le coefficient d'asymétrie augmente avec la pénétration des rayons γ primaires et dépend aussi de la nature du radiateur, ceci en accord avec des expériences de Cooksey, lequel n'avait pas trouvé d'asymétrie dans la radiation β secondaire produite par des rayons X beaucoup moins pénétrants. Les coefficients d'absorption des rayons β secondaires ($\mu_1 = 14{,}0$ et $\mu_2 = 52{,}5$ dans l'aluminium) ont été trouvés égaux à ceux des rayons β de Ra (B + C).

Calculant le nombre de rayons γ d'après la quantité de radium et le nombre de rayons β d'après le courant d'ionisation et le pouvoir ionisant indiqué par Wilson, l'auteur trouve qu'il y a probablement émission d'un rayon β secondaire par rayon γ primaire. En déduisant la vitesse des rayons β de leur coefficient d'absorption, il en déduit, en appliquant la loi des quanta, les longueurs d'onde des rayons γ : $\lambda = 3{,}4 \times 10^{-10}$ et $\lambda = 8{,}1 \times 10^{-10}$ cm. — I. Curie.

Les spectres de rayons β et leur rapport avec les radiations γ. — Meitner (L.) [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 35-55]. L'auteur étudie les rayons β du Th B, du Th C et C' du radium D, etc., et discute les résultats de ses expériences en les comparant à ceux de Ellis. Voici quelques-unes de ses conclusions :

1° Le ThB n'a qu'une sorte de radiations L. Les raies qui avaient été considérées par l'auteur comme des raies L_2 forment en réalité un deuxième groupe de rayons γ.

2° Pour le RaD, Ellis avait trouvé 3 niveaux L, il n'en existe qu'un et c'est L_2.

3° Tandis que les rayons X (qui sont causés par une excitation extérieure) excitent les électrons du niveau L_1, les rayons γ (qui ont leur cause dans le mouvement même de l'atome) excitent surtout les électrons du niveau plus intérieur L_2. Ce résultat s'explique très bien d'après la configuration attribuée à l'atome par Bohr. — M. Hanot.

Sur l'interprétation dans la théorie des quanta de l'émission des rayons β et γ. — Smekal (A) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 275-302]. — L'auteur utilise les mesures de Lise Meitner et celles d'Ellis ; il suppose que les lois de

quanta sont encore valables à l'intérieur du noyau atomique. Les fréquences des rayons γ produits par les rayons β primaires émis par le noyau satisfont à une relation de quanta correspondant au passage d'un état normal de l'atome initial à un état normal de l'atome final. Les rayons β secondaires se produisent quand, en même temps, un électron des enveloppes d'électrons est arraché de l'atome, et emporte avec lui toute l'énergie libérée.

Outre ces rayons β primaires émis par le noyau et les rayons γ qui leur correspondent, il y a des rayons γ émis directement par le noyau, et des rayons β secondaires qui leur correspondent. L'auteur cherche à distinguer ces différentes catégories de rayons, à partir des relations de combinaison qui existent entre les énergies des rayons β et γ du radium B. Il parvient à une classification, de laquelle il déduit un schéma des niveaux d'énergie intranucléaires. — G. Bruhat.

Sur les rayons β émergeant de substances de différentes masses atomiques et de différentes épaisseurs sous l'action des rayons γ ; étude par la méthode statistique. — **Kovarik (A.-F.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 154]. — Dans ces expériences, la source de rayons γ était le radium. La quantité de rayons β émis par la substance recevant les rayons γ augmente d'abord avec son épaisseur lorsque celle-ci est très faible, elle atteint un maximum, puis diminue, du fait de l'absorption croissante des rayons γ. Avec des substances de différentes masses atomiques, la quantité de rayons β diminue à partir de C, mais commence à croître avec Cu, et s'accroît encore pour les masses atomiques supérieures. — Brüninghaus.

Sur l'interprétation des spectres de rayons β des substances radioactives. — **Ellis (C.-D.)** [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 303-307]. — L'auteur oppose sa théorie à celle de Mlle Meitner : pour lui, tous les rayons β du spectre de raies sont d'origine secondaire, et sont produits, dans les différents niveaux d'électrons, par les rayons γ. La destruction du noyau ne produit, comme phénomènes primaires, que l'émission de rayons γ et de rayons β de vitesse non caractéristique, formant un spectre continu. — G. Bruhat.

L'interprétation des spectres de rayons β et γ. — **Ellis (C.-D.)** [*Proc, Camb. Phil. Soc.*, **21** (1922), 121-128]. — L'auteur rappelle que le spectre β des corps radioactifs, comprend une partie continue et une série de raies (spectre magnétique) ; les rayons γ forment un spectre de raies. Les rayons γ et le spectre β continu paraissent provenir du noyau sans qu'on puisse préciser leurs rapports mutuels. Quant aux spectres β de raies, ils s'expliquent par l'action « photoélectrique » des rayons γ sur les couches d'électrons extérieures au noyau (niveaux de Bohr) ; l'électron expulsé possède une énergie égale au quantum du rayon γ diminué du travail de sortie correspondant à la position initiale. C'est ce que l'auteur montre pour le Th B, pour le Ra D et le Ra B ; dans chaque cas, il suffit pour expliquer le spectre β, de supposer l'existence d'une ou deux raies γ. Les raies β provenant du niveau L_3, sont plus fortes que celles dont L_1 ou L_2 sont l'origine. La théorie de Mlle Meitner, parue récemment dans la *Zeits. f. Phys.*, ne rend pas compte du spectre β continu ; de plus, d'après M. Ellis, elle ne cadrerait pas bien avec les faits observés. — L. de Broglie.

Répartition de l'intensité des rayons γ autour des substances radioactives dans un milieu absorbant. — **Friedrich (W.) et Glasser (O.)** [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 93-107]. — L'auteur décrit un appareil destiné à la mesure de l'intensité des rayons γ et basé sur la méthode d'ionisation. Il étudie l'absorption de ces rayons par l'eau (qui a sensiblement même coefficient que le corps humain)

et détermine les surfaces d'égale intensité pour plusieurs dispositions des corps radioactifs. — M. Hanot.

Remarques sur la note de Friedrich et Glasser sur la répartition de l'intensité des rayons γ émis par les substances radioactives dans les milieux absorbants. — Sievert (R.-M.) [*Zeits. f. Phys.*, 12 (1922), 243-243]. — Friedrich et Glasser [*Zeits. f. Phys.*, 11 (1922), 93], avaient appelé *lignes isodoses*, les sections planes des surfaces d'égale intensité. Or cela suppose implicitement que le rayonnement est homogène ; quand le rayonnement est hétérogène, l'auteur montre que dans certains cas particuliers, les lignes isodoses peuvent présenter des différences d'intensité atteignant 15 p. 100. L'erreur peut, en radiumthérapie, présenter une réelle importance. — A. Foch.

Sur la production de l'activité γ de l'émanation du radium. — Slater (F.-P.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 300-304]. — Cette activité est due uniquement aux radiums B et C quand on recueille l'émanation dans un vase à paroi de faible poids atomique, incapable d'émettre un rayonnement γ sous l'action du rayonnement α qu'elle reçoit. Bien que le rayonnement de chacun des radiums B et C ne soit pas parfaitement homogène, il y a une assez grande différence entre leurs absorptions par un même écran, pour que la mesure de l'absorption à travers une série d'écrans d'Al et de Pb puisse fixer la proportion de chacun des Ra formés dans l'émanation à chaque instant. Un tableau donne la proportion de RaB présent dans l'émanation de minute en minute depuis sa formation jusqu'à 220 minutes. — R. Fortrat.

Sur l'ionisation de surface. — Hornyak (M.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa*, 130 (1921), 135-147]. — L'ionisation de surface est obtenue en plaçant du polonium sur l'un des plateaux d'un condensateur et en réduisant le parcours des rayons par des écrans appropriés. Le diamètre des plateaux était de 20 cm, et l'on a vérifié, en opérant avec différentes valeurs de la distance des plateaux, que le champ était encore suffisamment uniforme pour une distance de 11 cm. On a montré, en remplaçant les plateaux par des grillages, que la forme des courbes de courant n'est pas modifiée d'une façon appréciable par le vent électrique produit par le mouvement des ions. Les courbes obtenues sont en accord avec celles prévues par la théorie de Rutherford, pour le cas de l'ionisation de surface, pour des champs allant jusqu'à environ 4 volts : cm. On a calculé la mobilité des ions positifs et négatifs à partir des courbes, et obtenu des valeurs acceptables avec une distance des plateaux égale à 5 fois le parcours d'ionisation, un parcours d'ionisation de 1,4 cm, et une différence de potentiel de 10 à 15 volts. L'accord ne subsiste pas au-delà de 15 volts, probablement parce que la chute de potentiel au plateau ionisé n'est pas nulle, comme le suppose la théorie de Rutherford. — G. Bruhat.

Synthèse des composés organiques de l'air par le radium. — Glew (F.-H.) [*Nat.*, 109 (1922), 714]. — Observations relatives à la formation de substances organiques liquides sur des lames de mica ou des fils de verre exposés, dans l'air, à proximité d'un sel de radium. — L. Brüninghaus.

Sur la coloration et la luminescence produites par le rayonnement du radium. — Przibram (K.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 1-2]. — Ces phénomènes présentent une grande analogie avec la phosphorescence, en particu-

lier celle des sulfures alcalino-terreux: excitation par la lumière et l'élévation de température, triboluminescence, effets photoélectriques, changements de coloration.

G. Bruhat.

La phosphorescence des minéraux colorés par les rayons de Becquerel. — **Przibram** (K.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien., Abt. IIa*, **130** (1921), 265]. — L'auteur étudie les phénomènes lumineux que présente la kunzite : 1° colorée en vert par les rayons du radium ; 2° naturelle ou décolorée par l'échauffement.

Dans le premier cas, l'auteur signale une phosphorescence de longue durée qui persiste après éclairement par arc ou même par la lumière diffuse du jour ; dans le deuxième cas, ce phénomène n'est pas observé. La phosphorescence est excitée par la lumière bleue et la lumière rouge, mais non par la lumière verte ; à forte dose, les rayons rouges agissent comme extincteurs. Les auteurs pensent que la kunzite colorée contient en liberté des ions métalliques qui jouent le même rôle que les phosphorogènes dans certaines substances phosphorescentes. — I. Curie.

Sur les effets photographiques des rayons de Becquerel. — **Przibram** (K.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa*, **130** (1921), 279]. — L'auteur étudie l'action des rayons α sur les plaques photographiques comparativement à celle des rayons β et γ et de la lumière, en particulier, en ce qui concerne la solarisation, le noircissement direct et le renversement d'image. — I. Curie.

Recherches sur les composés radioluminescents. — **Paterson** (C.-C.), **Walsh** (J.-W.-I.) **et Higgins** (W.-F.) [*Nat. Phys. Labor.*, **15** (1920), 287-329]. — Les auteurs ont abordé le problème du contrôle et de l'étalonnage des mélanges de sulfure de zinc et de bromure de radium destinés aux appareils d'observation nocturne. Les mesures de *luminosité* sont difficiles, par suite du faible éclat des poudres (10 microbougies par cm²) et de la teinte verdâtre de la lumière émise. L'appareil photométrique comporte une lunette T qui vise simultanément la poudre G (contenue dans un tube de verre) et un écran diffusant S. Cet écran reçoit une lumière verdâtre provenant d'une lampe à filament de tungstène et d'un filtre vert commercial. *L'activité* de la préparation est mesurée à la chambre d'ionisation sous forme γ. C'est l'activité α qui importe; on admet qu'il y a proportionnalité entre les deux.



Les auteurs ne se sont point contentés de mesures faites sur les poudres avant leur emploi. Ils ont aussi cherché l'étalonnage des *cadrans* après application de la poudre sous forme de peinture. Dans ce but, ils examinent en même temps le cadran et deux plaques opaques portant découpés des caractères identiques aux siens. Ces découpures sont éclairées par une lampe d'intensité variable, dont la lumière est diffusée à travers deux épaisseurs de papier. Un filtre lui donne une teinte favorable aux mesures. On règle l'intensité de la lampe de façon à réaliser l'identité d'apparence des trois cadrans.

Le mémoire signale aussi des mesures de comparaison permettant de déterminer les dimensions que doivent avoir les signes pour être facilement *lisibles*. Ils signalent enfin les résultats de mesures sur la *décroissance de la luminosité* au cours du temps. Les courbes qu'ils ont dressées correspondent à un an et demi d'observations. La seconde partie de ce mémoire est consacrée à l'étude théorique

de cette décroissance. Dans l'hypothèse où les corpuscules luminescents se détruisent en rayonnant, la loi de décroissance que l'on obtient ne s'accorde pas avec l'expérience. Il est nécessaire, pour expliquer les faits, d'admettre une régénération des corpuscules détruits proportionnelle à leur nombre. L'accord entre les courbes théoriques et expérimentales est alors complet. — M. Courtines.

Minerais radioactifs, sources radioactives, etc.,

Le quartz noir de la mine radifère de Viaris (Portugal). — Bensaude (A.) et Costanzo (G.) [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 384-388].

La curite, nouveau minéral radioactif. — Schoep (A.) [*C. R.*, 173 (1921), 1 186]. — Description et analyse d'un minéral nouveau, très radioactif, provenant de Kasolo (Katanga, Congo belge), où on le rencontre sous forme de cristaux aciculaires, implantés sur de la chalcolite, ou sous forme d'agrégats cristallins compacts, ou encore de masses terreuses. L'auteur propose de lui donner le nom de curite, en l'honneur de Pierre Curie. — A. Blanc.

Sur la kasolite, nouveau minéral radioactif. — Schoep (A.) [*C. R.*, 173 (1921), 1 476]. — Description et analyse d'un nouveau minéral provenant de Kasolo (Katanga, Congo belge), localité d'où est tiré son nom. Sa radioactivité n'est pas aussi élevée que celle de la curite. — A. Blanc.

Sur la dewindtite, nouveau minéral radioactif. — Schœp (A.) [*C. R.*, 174 (1922), 623]. — Description et résultats de l'analyse d'un nouveau minéral radioactif, provenant de Kasolo (Congo belge), auquel l'auteur propose de donner le nom de dewindtite, en souvenir du géologue belge Jean Dewindt. — A. Blanc.

Sur la stasite, un minéral nouveau, dimorphe de la dewindtite. — Schoep (A.) [*C. R.*, 174 (1922), 875]. — Description d'un minéral nouveau découvert par l'auteur sur la chalcolite de Kasolo (Katanga, Congo belge), où il avait découvert déjà la dewindtite; il propose de lui donner le nom de Stasite, en l'honneur du chimiste belge J. S. Stas. La stasite et la dewindtite sont deux variétés dimorphes d'un même composé. La radioactivité de la stasite est un peu inférieure à celle de la dewindtite. — A. Blanc.

La soddite, nouveau minéral radioactif. — Schoep (A.) [*C. R.*, 174 (1922), 1 066]. — Découverte, dans la curite de Kasolo, d'un mineral radioactif auquel l'auteur propose de donner le nom de soddite, en l'honneur de Frédéric Soddy; sa radioactivité est en rapport avec sa teneur élevée en uranium : il renferme 86,10 pour 100 d'oxyde UO^3. — A. Blanc.

Sur la becquerélite, nouveau minéral radioactif. — Schoep (A.) [*C. R.*, 174 (1922), 1 240]. — Ce nouveau minéral forme une croûte cristalline autour de certains morceaux de pechblende de Kasolo; pur, c'est un hydroxyde d'uranium, de formule $UO^3, 2H^2O$. Sa radioactivité diffère peu de celle de la pechblende. L'auteur propose de l'appeler becquerélite, en l'honneur de Henri Becquerel.

A. Blanc.

Sur la radioactivité des sources de la région de Bagnoles-de-l'Orne. — Loisel (P.) [*C. R.*, 173 (1921), 921]. — Etude de la radioactivité des sources de la région de Bagnoles-de-l'Orne et de la relatfon qui existe entre cette radioactivité

et la nature géologique des terrains dans lesquels ces sources émergent. Certaines, dont le débit est constant, ont aussi une radioactivité constante; pour les autres, la teneur en émanation varie dans le même sens que le débit, lequel est lui-même sous la dépendance de la pluie. — A. Blanc.

Sur l'existence d'une nouvelle émanation radioactive dans les sources de Bagnoles-de-l'Orne et des environs. — Loisel (P.) [*C. R.*, 173 (1921), 1098]. — En étudiant les gaz dissous dans l'eau d'un grand nombre de sources de la région de Bagnoles-de-l'Orne, l'auteur a observé une courbe d'activité ne pouvant s'expliquer par la présence d'aucune émanation connue; il suppose que cela est dû à la présence d'un nouveau corps simple radioactif. Une étude plus complète est nécessaire, qui va être entreprise. — A. Blanc.

Sur la radioactivité des eaux du Mont-Dore. — Loisel (P.) et Castelnau (R.) [*C. R.*, 173 (1921), 1 390]. — Résultats du dosage de l'émanation du radium dissoute dans les eaux des diverses sources; la radioactivité de chaque source éprouve des variations qui seront étudiées ultérieurement. — A. Blanc.

Présence d'hélium dans le puits d'eau bouillante de Saint-Edmundsbury, Lucan. — Leonard (A.-C.-G.) et Richardson (A.-M.) [*Proc. Roy. Dublin Soc.*, 17 (1922), 89-91]. — Ed. Salles.

X. — PHYSIQUE DU GLOBE. — MÉTÉOROLOGIE. — ASTROPHYSIQUE

PHYSIQUE DU GLOBE

Les régions limitrophes de l'astronomie et de la géologie. — Eddington (A.-S.) [*Nat.*, 111 (1923), 18-21]. — Conférence faite récemment par l'auteur devant la Société de Géologie.

1° *Changement de nos idées sur l'évolution des étoiles.* — Au siècle dernier, on considérait les formations des étoiles comme autant de phénomènes indépendants, sans liaison les uns avec les autres. Or une connexion évidente existe entre de grands groupes d'étoiles, qui se montrent animées de vitesses à peu près égales et parallèles. Et l'on est conduit à envisager ces étoiles comme de formations à peu près contemporaines, et résultant de l'évolution d'une même substance commune initiale, de nature nébulaire. On a remarqué que les masses des étoiles avoisinent celle du soleil (elles sont comprises entre 0,5 et 5 fois cette dernière); la pression de radiation qui s'exerce sur les éléments de la masse incandescente initiale commence à entrer en jeu de façon sensible, et s'accroît brusquement entre ces limites, de sorte que l'existence d'une masse de substance dépassant 5 fois la masse du soleil est très improbable.

2° *Variations dans la puissance du rayonnement solaire.* — Il dut y avoir un temps où celle-ci était de 20 à 50 fois supérieure à celle que nous observons aujourd'hui. Malheureusement, il est difficile de localiser dans le temps cet état. Au début des époques géologiques le rayonnement solaire devait être plusieurs fois plus intense qu'il ne l'est aujourd'hui.

3° *La formation de la lune.* — La lune, selon G. Darwin, faisait d'abord partie de la terre, dont elle s'est plus tard séparée. A cette époque, la période de la rotation de la terre était de trois à quatre heures, et la cause de la fracture qui

produisit la lune doit être recherchée dans un phénomène de résonance entre le mouvement dû à la marée solaire, et le mouvement oscillatoire propre à la terre.

4° *L'amortissement du mouvement de rotation de la terre.* — La période de rotation de la terre s'est accrue de trois à quatre heures, à vingt-quatre heures On sait que l'on attribue cet amortissement aux marées, qui donnent lieu à une dissipation d'énergie.

Actuellement, le jour s'allonge d'environ un millième de seconde par siècle. A ce taux, il faudrait remonter à plus de 10 000 millions d'années pour revenir au temps où la durée du jour était de trois à quatre heures. Nombre qui s'accorde avec celui que fournissent, pour l'évaluation de l'âge de la terre, les phénomènes radioactifs.

5° *Mouvements relatifs de la croûte terrestre et de la masse interne.* — Le freinage par les marées s'exerce à la surface de la croûte terrestre, qui est elle-même en contact avec l'énorme masse fluide sous-jacente. L'inertie de cette masse agit sur la croûte en sens contraire, par l'intermédiaire des forces de frottement dues à la viscosité du fluide interne. La croûte terrestre doit donc subir un mouvement de rotation qui l'entraîne vers l'ouest, par rapport au noyau liquide. Ce mouvement relatif peut être sujet à des irrégularités, ce qui expliquerait certaines anomalies relevées dans le mouvement apparent de la lune, du soleil...

L. Brüninghaus.

L'âge de la terre. — **Joly** (J.) [*Nat.*, **109** (1922), 480-485]. — L'auteur, dans cet article, étudie d'abord les méthodes de calcul de l'âge de la terre basées sur la considération des phénomènes géologiques, tels que la vitesse de formation des sédiments. L'ordre de grandeur est de 100 millions d'années. Il passe ensuite en revue les procédés de calcul reposant sur la teneur des roches en produits de désintégration de l'uranium, en plomb radioactif notamment. Il discute la considération des halos pléochroïques que présentent certains minéraux radioactifs, et montre que la courbe d'ionisation de la famille de l'uranium ne devait pas, à l'époque dévonienne, être la même que celle que l'on observe actuellement. Ceci introduit évidemment une cause d'erreur dans les évaluations basées sur les phénomènes radioactifs : l'âge calculé d'après les minerais d'uranium des roches prépaléozoïques se trouve environ quatre fois trop élevé par rapport au nombre indiqué par les roches à thorium. Les roches à thorium paraissent d'ailleurs à l'abri de cette cause d'erreur, et les nombres qu'elles fournissent s'accordent avec ceux qui résultent des considérations géologiques. L'auteur pense que l'âge de la terre peut être de 150 à 200 millions d'années. — L. Brüninghaus.

L'âge de la terre. — Discussion à l'Association Britannique pour l'Avancement des Sciences. — [*Obs.*, **44** (1921), 325-329]. — Lord Rayleigh rappelle les travaux de Lord Kelvin sur le sujet; fondés sur le refroidissement du globe, la radioactivité les a rendus caducs, ainsi que les calculs publiés jadis concernant le passé du soleil. Ce sont les méthodes radioactives qui donnent les résultats les plus dignes de foi : l'uranium se transforme à la longue en un isotope du plomb en perdant de l'hélium et la vitesse de la transformation est connue : en analysant les minerais uranifères qui contiennent toujours du plomb et de l'hélium on peut donc évaluer leur ancienneté. On trouve ainsi, pour les roches précambiennes, environ 1 milliard d'années; pour les roches éocènes (tertiaires), environ 30 millions. M. H. N. Russel estime à 8 milliards d'années la limite supérieur de l'âge du globe.

M. J. W. Gregory présente le point de vue géologique. Le meilleur des critères

dans cet ordre d'idées est la salure de la mer qui va s'accroissant sans cesse en raison du lent apport des rivières par la dénudation des continents : le phénomène, irréversible, peut être soumis à des évaluations auxquelles des objections ont été faites que M. Gregory discute. L'accord avec les méthodes radioactives peut être regardé comme satisfaisant.

M. A. S. Eddington résume les résultats apportés par l'étude des étoiles variables du type de δ Céphée. Si comme on le croit les fluctuations de ces astres sont dues aux oscillations élastiques d'un corps unique, la période doit dépendre de la densité : or cette période semble en fait varier mais beaucoup plus lentement (1 000 ou 1 500 fois) que les calculs de Lord Kelvin sur le rayonnement solaire ne le donneraient à penser : ceci nous ramène indirectement, il est vrai, à des chiffres de l'ordre du milliard d'années. — J. Bosler.

L'âge de la terre, du point de vue de la géologie. — Chamberlin (T.-C.) [*Proc. Amer. Phil. Soc.*, 61 (1922), 247-272]. — Les déductions les plus dignes de confiance sont basées sur la connaissance de l'épaisseur des dépôts sédimentaires et de la vitesse avec laquelle se déposent actuellement les sédiments. On trouve par ce procédé environ 100 millions d'années. Cette méthode est sujette à plusieurs corrections dues aux différences entre les conditions actuelles d'érosion et de dépôt et celles qu'on peut supposer avoir été réalisées plus anciennement. Ces corrections sont très importantes, et tendent toutes à augmenter le nombre d'années.

Une autre méthode est basée sur l'appréciation de la salinité moyenne de la mer comparée à l'apport de matières salines par l'érosion. Il est nécessaire ici de faire plusieurs hypothèses qui rendent la méthode assez douteuse.

L'auteur discute en détail les méthodes et les causes d'erreur; il tire les conclusions suivantes :

1. Les nombres trouvés pour l'âge des terrains sédimentaires, convenablement corrigés, se trouveront sans doute en accord avec ceux qu'on obtient par les autres méthodes, pour les mêmes terrains.

2. On ne peut avoir d'estimation pour les terrains plus anciens qui ont subi des modifications.

3. La science de l'hydrologie ne peut pas encore être utilisée axec sécurité.

I. Curie.

L'âge de la terre, du point de vue de la paléontologie. — Clarke (J.-M.) [*Proc. Amer. Phil. Soc.*, 61 (1922), 272-283]. — On peut tenter d'apprécier la durée des époques géologiques d'après l'évolution des êtres vivants durant ces époques. On ne peut arriver à aucune conclusion numérique parce que l'évolution est beaucoup plus rapide chez certaines espèces que chez d'autres. L'auteur pense que l'âge de la terre est très supérieur à celui qu'indiquent les géologues.

I. Curie.

L'âge de la terre, du point de vue astronomique. — Brown (E.-W.) [*Proc. Amer. Phil. Soc.*, 61 (1922), 283-286]. — Les estimations que l'on peut faire en astronomie sont très incertaines et reposent sur les hypothèses de contraction et de durée de refroidissement du soleil et des planètes. — I. Curie.

L'âge de la terre, du point de vue de la radioactivité. — Duane (W.) [*Proc. Amer. Phil. Soc.*, 61 (1922), 286-288]. — Une première méthode consiste à étudier l'intensité de coloration des halos produits par de minuscules centres radioactifs dans certains minéraux.

Les estimations les plus sûres obtenues par la radioactivité sont basées sur l'accumulation dans les minéraux de l'hélium et du plomb résultant de la transformation de l'uranium. 5 pour 100 d'une certaine quantité d'uranium sont transformés en environ 370 millions d'années.

D'après la quantité d'hélium accumulée dans les minéraux d'urane on trouve un âge de 8 millions à 700 millions d'années selon les minéraux. C'est une limite inférieure, car une partie de l'hélium a pu s'échapper.

Les résultats des calculs basés sur la quantité de plomb varient entre 340 et 1700 millions d'années selon l'âge géologique des minéraux. On doit tenir compte du fait qu'une partie du plomb ne provient sans doute pas de la destruction de l'uranium. On a donc une limite supérieure du temps depuis lequel les minéraux sont formés. Les déterminations dans les minerais où le plomb a sensiblement le poids atomique 206 du plomb d'urane ont un intérêt particulier. L'une d'elle donne 900 millions d'années.

Ces calculs reposent sur la supposition que les destructions radioactives ont toujours eu la rapidité que nous leur connaissons actuellement, rapidité qui n'a pu être influencée jusqu'ici par aucun agent physique ou chimique connu.

I. Curie.

La croûte primitive de la terre. — **Cole** (**G.-A.-J.**) [*Nat.*, **110** (1922), 249]. — Remarques ayant un intérêt purement géologique. — L. Brüninghaus.

L'intérieur de la terre. — [*Nat.*, **109** (1922), 594]. — L'hypothèse d'une masse métallique n'est pas nécessaire; l'effet de la pression est de donner lieu à la formation de silicates assez denses pour expliquer la grande masse spécifique des couches profondes. — L. Brüninghaus.

La croûte terrestre et sa composition. — **Crook** (**T.**) [*Nat.*, **110** (1922), 253-255]. — D'après Arrhénius, la température de l'intérieur de la terre dépasse de beaucoup les températures critiques des substances qui s'y trouvent. Et il en déduit que la plus grande partie de l'intérieur de la terre est gazeuse (quoique incompressible) et que ce cœur gazeux est séparé par une couche liquide d'une croûte extérieure d'environ 40 milles d'épaisseur. Mais, cette manière de voir n'est pas admise par tous les géophysiciens. Beaucoup supposent que la terre est solide en tous ses points. La croûte terrestre est, dans ce cas, difficile à définir. On peut arbitrairement considérer comme constituant la croûte terrestre, une épaisseur de la couche superficielle connue de l'homme, c'est-à-dire dont la profondeur dépasse légèrement 5 milles. On donne ici la composition moyenne de cette couche. L'oxygène est de beaucoup le plus abondant à tous les niveaux (de 46 à 49 pour 100). Vient ensuite le silicium (de 26 à 28 pour 100), puis l'aluminium (de 7,5 à 8 pour 100), puis le fer, le calcium, le sodium, etc. — L. Brüninghaus.

Echanges matériels à l'intérieur de la terre. — **Goldschmidt** (**V.-M.**) [*Zeits. f. Elektrochem.*, **28** (1922), 411-421]. — *Conférence à la Société de chimie appliquée.* Les éléments chimiques tendent à se séparer de plus en plus par ordre de densité et « l'ère des métaux lourds tend à sa fin ». — P. Job.

Changements progressifs de latitude. — [*Nat.*, **109** (1922), 560]. — Remarque sur le changement de latitude observé à la station internationale d'Ukiah (Californie). Les observateurs ne sont pas d'accord à son sujet, et il convient de multiplier les mesures dans plusieurs stations pour pouvoir affirmer qu'il y a un réel déplacement des pôles par rapport à la terre. — L. Brüninghaus.

La loi des densités à l'intérieur de la terre. — **de Neyer (L.)** [*Ann. Soc. Sc. Bruxelles*, 41 (1921-1922) 1-13]. — Recherches théoriques tendant à montrer que dans l'état actuel de nos connaissances, une loi continue de la forme $\rho = \rho_0 - \rho_2 r^2 - \rho_4 r^4$ où ρ représente la densité à la distance r du centre de la terre, ρ_0, ρ_2 et ρ_4 étant des coefficients appropriés, n'est pas en désaccord avec la valeur trouvée pour l'aplatissement de la terre. — C.-E. BRAZIER.

Discussion sur les conséquences géologiques du refroidissement de la terre, à la Royal Astronomical Society (2 décembre 1921). — [*Obs.*, 45 (1922), 11-15]. — M. Jeffreys expose une théorie de la formation des montagnes basée sur le refroidissement terrestre et sur la contraction superficielle qui en résulte et qu'il évalue. L'orateur interprète les moutagnes comme dues à la surpression occasionnée par les océans.

Une controverse s'engage. M. Oldham fait remarquer que la terre ne se contracte pas sûrement : les opérations géodésiques semblent parfois prouver le contraire. M. Simpson objecte que si M. Jeffreys explique bien la Cordillière des Andes, il ne rend pas compte de l'Himalaya. M. Jeffreys se défend alors d'avoir cherché à expliquer toutes les montagnes, mais seulement certaines d'entre elles.

J. BOSLER.

Les halos et l'histoire de la terre. — **Joly (J.)** [*Nat.*, 109 (1922), 517-518 ; 578-579]. — Dans le mica noir archéen d'Ytterby, apparaissent de très petits halos sphériques, incolores, avec, chez beaucoup d'entre eux, une particule centrale opaque, *le noyau*. Les apparences optiques conduisent à penser que, dans ces sphères, l'indice de réfraction dû mica a augmenté. Le diamètre moyen de ces halos est de l'ordre de 10^{-2} mm, très petit par conséquent. Le diamètre est en général remarquablement constant. L'auteur attribue à ces halos une origine radioactive et pense en outre que la substance a subi l'action d'une température de l'ordre de 700° C qui a détruit les halos existant alors, leurs noyaux en ayant ensuite produit d'autres lorsque les conditions de température ont été favorables.

Si l'on admet que les rayons α sont la cause de la formation de ces halos, leur parcours dans l'air serait d'environ 1,4 à 1,5 cm. L'élément radioactif correspondant, ne serait pas un membre de la famille de l'uranium. Sa vitesse de destruction serait quelques billions de fois plus faible que celle de l'uranium. La formation des halos correspondants se serait effectuée, dans cette manière de voir, en une période de temps très considérable. — L. BRÜNINGHAUS.

Les seiches de la mer baltique. — **Meissner (O.)** [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 121-123]. Etude de mouvements de la masse liquide, d'une période moyenne de 40 minutes, d'une amplitude moyenne de 30 à 40 mm. — G. BRUHAT.

La théorie des marées et le calcul des variations. — **Bertrand (G.)** [*Ann. Soc. Sc. Bruxelles*, 41 (1922), 109-120]. — L'objet de cette note est de ramener les équations des marées à un problème de calcul des variations. Poincaré [*Mécanique céleste*, t. III, *Théorie des marées*, p. 142], avait donné une solution renfermant des coefficients qui devenaient infinis pour une certaine latitude appelée critique. La note transforme la formule de Poincaré en une autre ne renfermant aucun élément susceptible de devenir infini et par suite parfaitement adaptée à l'application de la méthode de Ritz. Pour le détail des calculs, on se reportera au mémoire. — A. FOCH.

Les courants océaniques autour de l'Australie. — **Halligan (G.-H.)** [*Proc. Roy. Soc. New South Wales*, **4** (1922), 188-195]. — L'auteur a utilisé les résultats obtenus par les divers explorateurs pour la détermination des courants océaniques autour de l'Australie. Les informations qu'il a pu grouper lui ont permis de tracer une carte jointe au mémoire et donnant la direction approximative des courants chauds et des courants froids dans les eaux australiennes.

C.-E. Brazier.

Sur les efforts dus aux marées et les déplacements des continents. — **Poole (H.-H.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 399-400]. — On a attribué certaines fractures de la surface terrestre aux efforts subis par l'écorce et provenant de l'accélération séculaire due aux marées. Or, il suffit de se reporter à la vraie grandeur de cette accélération, pour voir que les efforts qu'elle peut développer sont absolument incapables de produire la moindre déformation permanente, puisqu'ils sont de l'ordre de 1 kg : km². — A. Foch.

Recherches sur la production des marées au milieu des mers, sur les côtes, dans les baies ou dans les canaux. — VI. Les marées ou courants de marée dans le Canal de la mer d'Irlande. — **Defant (A.)** [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **129** (1920), 253-308]. — L'auteur a déjà donné, dans des articles précédents, en partant des lois de l'hydrodynamique, des explications satisfaisantes des particularités que présente le phénomène des marées dans le sud de la mer du Nord, il se propose dans ce nouveau travail d'expliquer de la même manière les particularités que les marées présentent dans la mer d'Irlande.

Cet article d'une soixantaine de pages contient les diverses données d'observations faites dans un très grand nombre de stations des côtes anglaises et irlandaises. L'auteur calcule en partant des lois établies en hydrodynamique pour le mouvement de masses liquides, les diverses grandeurs qui caractérisent les marées dans la mer d'Irlande et montre que la concordance est satisfaisante entre les valeurs calculées et celles que donne l'expérience. — G. Reboul.

Les marées de l'Océan. — **Sterneck (R.)** [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **130** (1921), 363-372]. — Suite d'un article paru dans les Sitzungsberichte [**129** (1920), 131], dans laquelle l'auteur se propose de montrer que les oscillations des masses d'eau peuvent à chacune des marées se superposer et donner en interférant des lignes de nœuds. Pour l'Océan atlantique, où les observations sont suffisamment nombreuses et assez exactes, l'accord des observations et des conclusions théoriques est très satisfaisant.

A cet article est jointe une carte représentant pour l'ensemble des Océans du globe terrestre les lignes horaires du mouvement journalier des flots.

G. Reboul.

L'analyse des courbes périodiques simples, par une méthode de projection, envisagée au point de vue des problèmes des marées d'estuaires. — **Henry (E.-V.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 409-410]. — La méthode d'analyse, ici utilisée, permet de réduire à trois le nombre des constantes des harmoniques de Fourier représentant les mouvements de marées d'estuaires connus, au lieu de dix qui sont souvent nécessaires par les autres méthodes. Et il paraît probable qu'une méthode pour la prédiction des marées d'estuaires, qui est recherchée par les hydrographes, pourra être basée sur les relations ainsi obtenues. — L. Brüninghaus.

Etat de la sismologie. — Labrouste (H.) [*Ann. de Phys.*, **19** (1922), 1-62]. — Le mémoire de M. Labrouste est divisé en trois parties. Dans la première, l'auteur nous parle des appareils et expose, avec leur théorie, les sismographes Mainka et Galitzine, réservant quelques lignes aux Wiechert. La seconde est consacrée aux sismogrammes, à l'étude des vitesses et à la recherche de l'épicentre. Enfin l'explication théorique des phénomènes fait l'objet de la troisième et dernière partie : L'auteur y explique à l'aide de quelles lois on détermine la trajectoire des rayons sismiques et comment on construit ces derniers, de quelle façon on trouve la vitesse réelle des diverses ondes, quelle est la théorie de ces dernières. La même partie renferme l'examen des réflexions à la surface de la terre, et des apparences relevées sur les sismogrammes. C'est un véritable exposé de la sismologie en abrégé, avec l'essentiel. — Ed. Salles.

La cause et le caractère des tremblements de terre. — Oldham (R.-D.) [*Nat.*, **109** (1922), 650-653; 685-687]. — Cet intéressant article conduit à envisager les tremblements de terre sous un nouveau jour : 1° Les tremblements de terre ne seraient pas le résultat d'un processus lent, de durée séculaire, mais d'un développement de tension rapide, pouvant même, dans certains cas extrêmes, être quasi instantané. Cette manière de voir concerne au moins la plus grande partie des tremblements de terre classés usuellement comme tectoniques, et tous ceux de grande amplitude.

2° Le développement de tension ne provient pas des actions qui ont produit les structures tectoniques, mais de changements et de déplacements dont le siège serait la matière située au dessous de la croûte externe froide et solide.

L. Brüninghaus.

Le caractère et la cause des tremblements de terre. — Oldham (R.-D.) [*Nat.*, **111** (1923), 432-434]. — Résumé de deux conférences. L'auteur attribue la cause principale des tremblements de terre à des changements de densité, et par conséquent de volume, des couches cristallines les plus basses de la croute terrestre : changements dus eux-même à une variation brusque de la forme cristalline de la substance. — L. Brüninghaus.

La direction du premier mouvement dans un tremblement de terre. — [*Nat.*, **109** (1922), 593-594]. — En général, la zone environnant l'épicentre se divise en quatre quadrants ; dans deux (opposés par le sommet) la première impulsion est centrifuge (raréfaction) ; dans les deux autres elle est centripète (condensation). — L. Brüninghaus.

Tremblements de terre en Bavière. — Lutz (C.-W.). — Remarques géologiques. — Schwertschlager (J.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1921), 81-166]. — Statistique des tremblements de terre en Bavière de 1908 à 1920 ; nombreuses cartes. — A. Foch.

Sur la remarque de Mme Burmeister sur le mémoire de L. Geiger « Détermination du foyer dans les tremblements de terre d'après les instants d'arrivée ». — Tams (E.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 157]. — Mme Burmeister a signalé des fautes de signe dans le travail de Geiger ; Tams affirme qu'elles n'existent pas, et signale à son tour des fautes d'impression.

G. Bruhat.

Le problème de la détermination de la profondeur des tremblements de terre révélée par les séismomètres. — **Walker** (G.-W.) [*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 222 (1921), 45-56]. — La profondeur du foyer des tremblements de terre calculée par diverses méthodes est au plus de l'ordre de 100 km. La majeure partie des déterminations conduit à des valeurs comprises entre 15 et 20 km Si l'on compare les valeurs de l'angle apparent d'émergence des ondes premières préliminaires calculées pour une certaine station d'après la courbe de Zöppritz avec celles que l'on déduit des mesures de la composante horizontale et de la composante verticale du déplacement de la surface terrestre fournies par les séismomètres, on trouve des discordances qui ne paraissent pouvoir s'expliquer par des erreurs instrumentales. Des comparaisons de ce genre faites par Galitzine à Pulkovo conduisent à penser que la profondeur du foyer est de l'ordre de 1/5 du rayon terrestre. L'auteur montre qu'il faudrait apporter d'importantes modifications dans l'interprétation des séismogrammes en vue de déterminer dans quelle mesure la vitesse de propagation des ondes sismiques dépend de la profondeur. Une étude minutieuse des séismogrammes enregistrés à des distances de l'épicentre supérieures à 11 000 km pourrait servir à vérifier la précision des valeurs obtenues à Pulkovo. Les progrès futurs sont subordonnés à l'exécution de cette recherche et à la mesure de l'angle d'émergence des ondes secondes préliminaires au moyens des séismomètres à trois composantes. — C.-E. Brazier.

La périodicité diurne des tremblements de terre. — **Davison** (C.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 878-886]. — Indications sur l'amplitude et l'époque du maximum des tremblements de terre enregistrés en dix stations et provenant, en chacune d'elles, de régions souvent très éloignées. — A. Foch.

L'analyse des microséismogrammes. — **Bale** (J.-B.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 463-471]. — Walker a récemment attiré l'attention sur l'intérêt que présente l'étude des séismogrammes, en l'absence de tremblements de terre caractérisés. Les microséismes se divisent en deux classes : les uns, dus au vent, sont tout à fait irréguliers ; les autres subsistent par temps calme, et en toutes saisons, quoique étant en général plus marqués en hiver qu'en été. C'est de ce dernier type que l'auteur se préoccupe ici.

La caractéristique générale des courbes correspondantes est leur forme sinusoïdale, avec une certaine constance de période, mais avec une amplitude qui croît et diminue à intervalles assez irréguliers, dont la durée moyenne est d'environ 1 minute. La période des oscillations varie de 4 à 8 secondes ; les plus longues périodes et les plus grandes amplitudes moyennes s'observent en hiver.

Malgré la netteté de ces faits, leur spécification exacte est loin d'être aisée, et l'analyse révèle l'existence simultanée d'oscillations de périodes différentes.

Par exemple, en soumettant à l'analyse une courbe relativement très simple enregistrée à Pulkovo, le 18 septembre 1910, l'auteur réussit à montrer que l'existence de deux périodes différentes suffit à l'interpréter. Le premier terme périodique a pour expression (unités arbitraires pour le temps) :

$$22 \sin (6^\circ t - 12^\circ) \sin 120^\circ . 2t$$

et on a pour le second :

$$20 \sin (5^\circ t - 70^\circ) \sin (134^\circ{,}5 t + 56^\circ)$$

mais les coefficients 6° et 5° de t sont d'un degré d'exactitude peu élevé, de l'ordre de 10 pour cent probablement.

Une interprétation évidente de ces résultats est que le mouvement microsïsmique est du à deux groupes d'ondes de périodes égales à 6,5 et 5,7 secondes respectivement. Les vitesses de chaque groupe étaient légèrement différentes, mais de tel ordre qu'en moyenne chaque groupe passait par un maximum toutes les deux minutes. Puisque les amplitudes maxima étaient presque égales, la combinaison des deux séries d'ondes devait donner naissance à un maximum par minute, en moyenne, et ce caractère apparaît avec évidence sur le séismogramme.

Mais on peut dire aussi que l'analyse employée a décomposé le mouvement observé en plus de deux composantes harmoniques simples. On peut, en effet, mettre la somme des deux termes écrits ci-dessus sous la forme :

$$11 \cos (114,2^\circ t - 12^\circ) - 11 \cos (126,2^\circ t - 12^\circ) + 10 \cos (129,5^\circ t - 126^\circ) - 10 \cos (139,5^\circ t - 14^\circ)$$

D'ailleurs, vu l'incertitude qui porte sur les valeurs trouvées pour les vitesses, les termes $11 \cos (129,5^\circ t - 126^\circ)$ et $11 \cos (126,2^\circ t - 12^\circ)$ sont difficilement discernables l'un de l'autre, et il se peut encore qu'il n'y ait que trois composantes harmoniques, avec des fréquences correspondant respectivement à 114°, 127° et 139° environ. La petitesse des amplitudes rend impossible une détermination plus exacte des angles.

On a cherché si d'autres portions du séismogramme confirment les résultats précédents. En général, les équations de condition étaient bien satisfaites en supposant l'existence de deux termes périodiques ; dans deux cas cependant des résidus un peu moindres ont été obtenus par l'hypothèse de l'existence de trois termes.

Ces conclusions sont assez incertaines. Cela est dû au peu de précision de la mesure des ordonnées. Un trait plus fin, ou une plus grande amplification du mouvement du traceur sont désirables pour améliorer la précision des mesures, pour accroître la certitude des résultats de l'analyse. L. Brüninghaus.

Météorologie. — Électricité atmosphérique. — Magnétisme terrestre.

Boletin mensual del Observatorio del Ebro. — [13 (1922), 1-56]. — Recueil des observations des mois de janvier, février et mars 1922 concernant l'héliophysique, la météorologie et la physique du globe (magnétisme terrestre et courants telluriques, sismologie, etc.). Nombreux tableaux numériques et graphiques.
G. Hache.

Nomenclature météorologique et mesures physiques. — **Shaw** (N.) [*Nat.*, **111** (1923), 218-219]. — Avantages qu'il y aurait à introduire en météorologie une nomenclature simple et suggestive. — L. Brüninghaus.

Poussière volcanique et changement de climat. — **Humphreys** (W.-J.) [*Nat.*, **111** (1923), 431]. — Courte note rectificative. — L. Brüninghaus.

Sur l'établissement des moyennes en météorologie. — **Mascart** (J.) [*C. R.*, **173** (1921), 94]. — Pour étudier les anomalies météorologiques, il faut avant tout tenir compte des dispositions relatives de la Terre et du Soleil, facteur principal des phénomènes climatologiques : or les journées définies par une même date du calendrier civil ne se correspondent pas exactement, à cause de la distribution des annnées bissextiles. Il est plus exact de choisir une certaine année type et de définir chacune de ses journées par l'arc AB que la Terre a parcouru ce jour là sur son orbite. A ce jour-là, on fera correspondre, dans chacune des autres

années la journée pendant laquelle la Terre parcourt un arc recouvrant plus de la moitié de l'arc AB. La journée ainsi définie est, irrégulièrement, tantôt celle qui a même date que la journée de référence dans le calendrier civil, tantôt la précédente, tantôt la suivante. — J. Villey.

Les variations périodiques de Brückner en météorologie. — **Oestergaard (A.)** [*Jahrb. Phil. Fak. Göttingen*, 2 (1921), 241-248]. — Examen de divers procédés permettant de déduire l'existence de périodicités, de l'observation de phénomènes complexes. L'auteur étend à nos jours les observations de Brückner arrêtées en 1885. Il croit trouver pour les températures, des oscillations dont la période serait de 25 ans et l'amplitude, 0,4 degré, et qui seraient les mêmes sur toute la surface de la terre. Il nous semble toutefois que l'on peut tout au plus signaler l'existence de ce phénomène comme possible. — F. Wolfers.

Etablissement des cartes de l'Océan aérien. — **Brooks (C.-E.-P.)** [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 235-237.] — Revue, accompagnée de résumés bibliographiques, des diverses sources d'information auxquelles on peut actuellement s'adresser pour tenter d'établir ces cartes. — C.-E. Brazier.

Progrès accomplis dans l'établissement des cartes de vent et de pression dans l'atmosphère libre. — **Le Roy Meisinger (C.)** [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 238-239.] — En s'aidant des observations faites dans les stations aérologiques jusqu'à la fin de 1920, l'auteur a pu établir des tables qui permettent de calculer avec une bonne approximation pour l'Est des Etats-Unis, la direction du vent et la distribution de la pression dans l'atmosphère libre d'après les données recueillies près du sol. — C.-E. Brazier.

Sur un procédé graphique pour la réduction des pressions. — **Le Roy Meisinger (C.)** [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 396-399]. Calculs permettant d'établir à partir de la formule de Laplace une table nomographique de réduction des pressions à un niveau quelconque compris entre 0 et 2000 m. — C.-E. Brazier.

Méthode rapide pour obtenir un coefficient de corrélation de Pearson et autres procédés statistiques abrégés. — **Philipps (F.-M.)** [*Month. Weather Rev.*, 50 (1922), 135-136]. — L'auteur démontre que l'on peut obtenir exactement les valeurs du coefficient de corrélation, de l'écart moyen quadratique, de l'écart moyen et du coefficient de variabilité sans calculer les moyennes et les écarts individuels. En employant sa méthode on gagnerait les 9/10 du temps que demandent les calculs effectués par les procédés ordinaires. — C.-E. Brazier.

La masse de l'atmosphère et de ses principaux constituants. — **Humphreys (W.-J.)** [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 341]. — Un calcul approximatif basé sur les données météorologiques et les connaissances que l'on possède actuellement sur la composition de l'atmosphère conduit aux résultats suivants :

Constituants.	Masse en kg.		Constituants.	Masse en kg.	
Azote..........	38 722 986	10^{11}	Hydrogène...	1 291	10^{11}
Oxygène........	11 596 239	10^{11}	Néon........	471	10^{11}
Argon..........	623 925	10^{11}	Krypton.....	64	10^{11}
Vapeur d'eau....	132 600	10^{11}	Hélium......	63	10^{11}
Anhydr. carbon..	21 658	10^{11}	Xénon.......	11,6	10^{11}

Masse totale de l'atmosphère : 511×10^{16} kilogrammes. — C.-E. Brazier.

Le niveau de densité constante de l'air. — **Humphreys (W.-J.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 280-281]. — Le calcul s'accorde avec l'observation pour fixer l'altitude de ce niveau à 8 km environ. — C.-E. Brazier.

Cartes de pression à trois kilomètres sur le Japon. — **Fujiwhara (S.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 571-572]. — L'auteur expose un procédé empirique qu'il a imaginé pour tracer rapidement une carte donnant la distribution des pressions à 3 000 m d'altitude d'après les observations faites près du sol. Dans les conditions moyennes, une variation de pression de 1 mm de mercure se produisant au niveau de la mer se traduit à 3 000 m d'altitude par une variation de 0,67 mm. Cette dernière est égale à celle qui résulte d'un changement de 1°C dans la température moyenne de la couche d'air comprise entre 0 et 3000 m, la pression au niveau de la mer restant constante. Il en résulte que si l'on additionne les pressions au niveau de la mer exprimées en mm de mercure avec les températures à ce même niveau exprimées en degrés centigrades, il suffit de reporter sur une carte les valeurs obtenues et de joindre par des courbes les points de même cote pour obtenir une bonne représentation de la distribution des pressions à 3000 m. Ce procédé ne donne pas les valeurs absolues de la pression mais simplement la forme générale des isobares dont on peut déduire la direction et la vitesse approximative des courants supérieurs. — C.-E. Brazier.

Emploi des isobares aux altitudes élevées pour la prévision quotidienne du temps. — **Sekiguchi (R.).** — **Discussion.** — **Le Roy Meisinger (C.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 242-243]. — La direction générale des isobares à l'altitude de 3 000 m obtenue rapidement par le procédé décrit ci-dessus, est utilisée au Japon depuis plusieurs années pour la prévision quotidienne du temps. La comparaison des isobares à 3 000 m et des isobares tracées au niveau de la mer montre que les centres cycloniques se déplacent la plupart du temps suivant la direction des isobares à 3 000 m; elle a mis en évidence un certain nombre de faits intéressants concernant la vitesse et la direction des dépressions, la hauteur et la durée des anticyclones, la stabilité plus ou moins grande du temps et l'explication des pluies qui accompagnent la mousson d'hiver dans la partie orientale de la mer de Chine.

Le Roy Meisinger pense que l'accroissement du nombre des données aérologiques permettra de rendre plus précis le tracé des isobares élevées, assez difficile sur les continents à cause des inversions de température. L'emploi des isobares en altitude dans la prévision du temps pourra alors s'étendre aux contrées qui, comme les Etats-Unis, ne possèdent qu'un nombre relativement restreint de stations côtières. — C.-E. Brazier.

Altitudes des bases des nuages inférieurs déterminées par les observations de cerfs-volants et de ballons. — **Lewis (O.-L.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 342-347]. — La discussion de 5 500 observations montre que la hauteur à laquelle se produit le plus fréquemment la disparition du ballon ou du cerf-volant dans les nuages est de 350 à 400 m. C'est l'altitude de la base inférieure des stratus. On a trouvé sensiblement les mêmes résultats en groupant à part les observations faites dans les stations septentrionales et celles qui ont été recueillies dans les stations méridionales. Il semble que ni la latitude, ni la saison n'interviennent pour modifier d'une manière appréciable la hauteur moyenne de la base des nuages inférieurs. — C.-E. Brazier.

Carte aérologique des Etats-Unis. Résultats des observations faites à l'aide de cerfs-volants. — **Gregg (W.-R.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 229-241]. — Résumé d'un travail plus étendu faisant l'objet du Supplément n° 20 du *Monthly Weather Review*. On y trouve une série de graphiques représentant la distribution saisonnière des températures en altitude pour six stations, les isobares et isothermes d'hiver et d'été à divers niveaux, la variation de la vitesse du vent en hauteur pour les quatre saisons : les dernières figures donnent le vent moyen en hiver et en été à 500, 1 000, 2 000, 3 000 et 4 000 m et la fréquence des diverses directions du vent, à la surface et à 1 500 m (hiver et été), à 3 000 et à 4 000 m (moyenne annuelle). Malgré le petit nombre de stations utilisées (8), les résultats obtenus sont extrêmements intéressants et le travail original constitue une source précieuse de documents pour l'étude de la troposphère. — C.-E. Brazier.

Pressions et poids spécifiques de l'air en atmosphère normale. — **Rateau (A.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 598]. — Discussion des résultats de M. Soreau et de ceux de l'Observatoire de Lindenberg, permettant de préciser les conditions de l'atmosphère normale en fonction de l'altitude. — A. Blanc.

Calcul des variations du plafond d'un aéroplane dues à une variation de son poids ou à l'emploi d'un turbo-compresseur. — **Rateau (A.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 669]. — Application des précisions contenues dans la note précédente, en ce qui concerne les pressions barométriques et les poids spécifiques de l'air en atmosphère normale, au calcul des variations du plafond d'un aéroplane.
A. Blanc.

La résistance de l'air au mouvement des sphères et la vitesse ascensionnelle des ballons pilotes. — **Brazier (C.-E.)** [*C. R.*, **173** (1921), 644]. — Les diverses formules empiriques qui ont été recommandées pour calculer la vitesse ascensionnelle des ballons pilotes, en fonction de leur poids et de leur force ascensionnelle, donnent, pour le même ballon, des résultats qui diffèrent parfois entre eux de 30 p. 100. D'autre part, les recherches faites au laboratoire ont montré que pour une sphère donnée placée dans un courant d'air, le coefficient de résistance K peut prendre, suivant la vitesse du courant d'air, deux valeurs nettement différentes : cela pourrait faire supposer qu'une formule empirique donnée n'est applicable qu'entre certaines limites. L'auteur a recherché, en utilisant les données expérimentales obtenues en mesurant directement la vitesse ascensionnelle des ballons pilotes à l'air libre, si on peut déceler une variation du coefficient K analogue à celle qu'on a trouvée au laboratoire. Il a obtenu, en effet, une variation tout à fait analogue, qui permet de rendre compte qualitativement et quantitativement des résultats expérimentaux. — A. Blanc.

La variation de la vitesse ascensionnelle des ballons pilotes avec l'altitude. — **Brazier (C.-E.)** [*C. R.*, **173** (1922), 756]. — Tandis que la vitesse ascensionnelle des ballons pilotes, dans les conditions moyennes de température et de pression de l'atmosphère, les pertes d'hydrogène étant négligeables, devrait théoriquement croître régulièrement avec l'altitude, l'expérience a montré que cette vitesse, maxima au voisinage du sol, décroît plus ou moins rapidement jusqu'à une altitude comprise entre 500 et 1 500 m, pour croître ensuite assez lentement jusqu'à 8 ou 9 km. On ne peut pas expliquer ces résultats par la seule diffusion de l'hydrogène ; ils s'expliquent au contraire par les variations du coefficient de résistance K mises en évidence dans la note précédente. — A. Blanc.

Contribution à la prévision du temps et en particulier des orages par les visées de ballons pilotes. — Lacoste (J.) [*C. R.*, 173 (1921), 997]. — L'auteur a cherché une relation entre les formes des graphiques représentant la projection horizontale de la marche du ballon pilote, les données des cartes synoptiques du temps et l'allure du baromètre. Il en a déduit quelques conclusions qui peuvent servir à la prévision météorologique. — A. Blanc.

La manière dont les ballons pilotes se comportent aux grandes hauteurs. — Johnson (N.-K.) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, 48 (1922), 49-57]. — Quand on détermine la vitesse du vent en altitude en visant un ballon pilote à l'aide d'un seul théodolite, il faut, pour que les résultats obtenus soient corrects, que la vitesse ascensionnelle du ballon reste sensiblement constante pendant toute la durée des mesures. Il semble que cette condition n'est pas toujours remplie aux altitudes élevées. Sur dix ballons pilotes suivis à Shoeburyness avec deux théodolites pendant 50 à 133 minutes, 5 se sont mis à descendre après avoir atteint une altitude comprise entre 8 000 et 12 000 m. L'expérience montre que pour un certain degré de gonflement il peut se former dans l'enveloppe des trous analogues à des trous d'aiguille par lesquels le gaz s'échappe, et ce fait explique les phénomènes observés. Il est curieux de constater que sur sept ballons soumis aux essais, deux seulement auraient pu dépasser le niveau de 12 000 m et fournir jusqu'à cette hauteur des résultats corrects s'ils avaient été visés avec un seul théodolite. Il semble donc que l'on ne doit pas accepter sans réserves les vitesses du vent déterminées aux altitudes élevées avec un seul théodolite. — C.-E. Brazier.

Trajectoire peu commune d'un ballon pilote. — Clarke (G.-A.) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, 47 (1921), 117-120]. — Ce ballon, lancé à Aberdeen le 30 juin 1920 à 16 h. 30, était visé avec un seul théodolite. Si, d'après les observations, on calcule par le procédé ordinaire les vitesses et les directions du vent aux diverses hauteurs on est conduit à admettre l'existence d'un courant d'ENE aux altitudes comprises entre 950 et 1450 m alors qu'au-dessus et au-dessous de cette couche existaient des courants WSW. Il est probable que cette distribution des vitesses et des directions n'est pas conforme à la réalité, et que les résultats obtenus proviennent de l'influence de courants d'air à composante verticale accentuée d'abord descendants ensuite ascendants. Des mouvements verticaux analogues ont d'ailleurs été déjà observés avec un ballon suivi à l'aide de deux théodolites.

C.-E. Brazier.

L'évolution du climat dans le Nord-Ouest de l'Europe. — Brooks (C.-E.-P.) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, 47 (1921), 173-190]. — Essai de détermination, basée sur les données de la géologie et de la paléogéographie, des répercussions que peuvent avoir les changements géographiques sur le climat ; complété par une note (p. 192-194) sur la relation entre la limite des glaces et l'altitude.

C.-E. Brazier.

Les variations séculaires du climat. — Paraskévopoulos (I.) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 230-231]. — L'auteur passe rapidement en revue les diverses théories proposées pour expliquer les variations des climats au cours des âges. Il pense qu'aucune d'elles ne peut suffire à rendre compte des variations révélées par les études géologiques. On arriverait à un meilleur résultat en supposant que plusieurs des causes invoquées séparément par les diverses théories ont agi simultanément. — C.-E. Brazier.

Sur la prévision du temps à long terme. — **Mascart (J.)** [*C. R.*, **173** (1921), 419]. — Les prévisions du temps à long terme sont en général considérées comme dénuées de base scientifique faute de périodicité dans les phénomènes météorologiques. Toutefois l'auteur a pu obtenir des résultats assez encourageants dans des prévisions mensuelles guidées par le principe suivant : rechercher dans le passé une ou plusieurs années où le temps fut analogue à celui qui vient de se manifester (pendant au moins deux mois), et prévoir le mois prochain comme analogue à celui des dites années antérieures (quand leurs indications sont concordantes). — J. Villey.

Réunion portant sur la prévision du temps de « The National Electric Light Association » à San Francisco. — **Beals (E.-A.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 210-213]. — Résumé succinct de la séance avec extraits des divers mémoires présentés. Le détail doit en être publié dans les comptes-rendus de « The National Technical Pacific Coast Geographic Section, National Electric Light Association ». — C.-E. Brazier.

Revue d'une partie des travaux concernant les relations des taches solaires avec la pression atmosphérique. — **Henry (A.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 281-284]. — Examen critique des conclusions auxquelles sont arrivés un certain nombre d'auteurs qui ont travaillé la question depuis Meldrum (1872). Il n'y a pas de preuves que l'excès du nombre des cyclones constaté au moment du maximum des taches dans la partie de l'Océan Indien étudiée par ce dernier ne soit pas dû uniquement à des causes d'origine terrestre. Les recherches faites dans d'autres régions ne conduisent pas à des résultats plus probants. Aux Etats Unis la variation du nombre des dépressions est gouvernée par la distribution de la pression atmosphérique sur des espaces très étendus, autrement dit par la position de ce qu'on appelle les centres d'action. — C.-E. Brazier.

La brise froide à l'ombre du cumulus. — **Humphreys (W.-J.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 277]. — Cette brise est due à des courants descendants qui se produisent à l'ombre des cumulus. L'impression de fraîcheur qui en résulte est accentuée par suite du fait que la température de la surface du sol exposée au soleil est notablement plus élevée que celle des couches d'air situées à 20 ou 30 mètres plus haut. — C.-E. Brazier.

Le problème de la prévision du temps. — **Dunoyer (L.) et Reboul (G.)** [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 129-141].

La signification des cirrus dans la prévision du temps. — **Schereschewsky (Ph.) et Wehrlé (Ph.)** [*C. R.*, **174** (1922), 314]. — Les formes nuageuses, du beau temps à la pluie, se succèdent dans un certain ordre ; il faut considérer, au lieu du passage local des nuages, le *système nuageux* tout entier. Les cirrus peuvent appartenir au *front* et aussi aux *marges* de ce système ; dans le premier cas, leur apparition annonce la pluie et les coups de vent, mais dans le second cas, elle signifie seulement qu'un système nuageux passe au large de la station. Cette distinction est capitale en France, dont la moitié Nord se trouve très souvent en marge des systèmes nuageux très fréquents qui passent sur la Grande-Bretagne.

A. Blanc.

Prévision des gradients de pression et de vent. — **Dobson (G.-M.-B.)** [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, **47** (1921), 261-267]. — Un procédé pratique pour se rendre compte de la valeur de ces prévisions consiste à comparer les erreurs qu'elles comportent à celles que l'on aurait faites en supposant qu'aucun changement ne se produirait dans l'intervalle de temps auquel elles s'appliquent.

En s'appuyant sur cette règle l'auteur trouve que les résultats de ses propres prévisions ne sont pas de beaucoup supérieurs à ceux que l'on aurait obtenus en supposant que les conditions météorologiques resteraient inchangées. Il attribue ce résultat peu encourageant au rôle joué par de faibles irrégularités dans la distribution des pressions. Ces irrégularités, déjà difficiles à caractériser sur les cartes d'isobares, sont pour ainsi dire imprévisibles dans les conditions actuelles. Il en conclut que l'on ne doit pas s'attendre à de notables progrès de la prévision du vent dans un avenir prochain. — C.-E. Brazier.

La tendance naturelle du mouvement vers la symétrie et son application comme principe en météorologie. — **Fujiwhara (S.)** [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, **47** (1921), 287-293]. — Il semble qu'un système animé d'un mouvement de rotation tend naturellement vers la symétrie compatible avec les conditions dans lesquelles il se trouve placé. La réalité de cette hypothèse paraît confirmée par quelques expériences réalisées par l'auteur dans le laboratoire du professeur V. Bjerknes. Il résulte de ce « principe de la tendance vers la symétrie » que, lorsqu'un fluide animé d'un mouvement de rotation est placé au voisinage d'une surface limite plane, l'axe du mouvement tend à devenir normal à cette surface. De l'application de ce corollaire à l'étude des lignes de grain et des orages, on peut conclure que le tourbillon à axe horizontal très allongé qui semble exister originairement le long de la ligne de grain doit se fractionner tôt ou tard en un certain nombre de tourbillons à axe vertical voués à une disparition plus ou moins rapide. Cette déduction est confirmée par les observations faites aussi bien en Europe qu'au Japon. Les autres applications que l'on peut faire du même principe aux nuages d'origine tourbillonnaire et aux cyclones considérés dans leurs rapports avec la circulation générale de l'atmosphère ne paraissent pas être en désaccord avec les phénomènes observés. — C.-E. Brazier.

Les grands mouvements de l'atmosphère et la prévision du temps. — **Garrigou-Lagrange (P.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 028]. — Exposé d'une conception nouvelle de la prévision du temps déduite de la théorie relative aux grands mouvements de l'atmosphère que l'auteur a exposée dans des notes antérieures [par exemple, *C. R.*, **168** (1919), 1 327]. — A. Blanc.

Sur le mouvement des noyaux de variations de pression. — **Schereschewski (Ph.) et Wehrlé (Ph.)** [*C. R.*, **173** (1921), 1 001]. — La trajectoire des noyaux de variations de pression est en relation avec l'allure générale des isobares. Les auteurs ont recherché cette relation en distinguant deux cas : celui où le gradient barométrique est nettement accusé, où par conséquent les *centres d'action* de l'atmosphère sont puissamment constitués, et celui où le gradient est faible et irrégulier. — A. Blanc.

Sur la détermination graphique des vents moyens. — **Dunoyer (L.)** [*C. R.*, **173** (1921), 1 101]. — Exposé d'une méthode graphique rapide permettant, d'une manière générale, de calculer, en grandeur et direction, le vecteur résultant de plusieurs vecteurs eux-mêmes multipliés par des facteurs connus ; cette méthode s'applique, en particulier, à la détermination des vents moyens. — A. Blanc.

Relations entre la direction des cirrus à Paris et la situation barométrique en Europe. — **Besson (L.) et Dutheil (H.)** [*C. R.*, **173** (1921), 1104]. — Les auteurs ont recherché, par de nombreuses observations, les relations qui existent entre la direction des cirrus et la situation barométrique dans la région environnante. Un tableau résume les résultats obtenus. D'une manière très générale, *il y a baisse barométrique à la droite d'un observateur marchant comme les cirrus et hausse à sa gauche.* — A. Blanc.

La dépresssion semi-permanente de l'Arizona. — **Beals (E.-A.).** — **Discussion.** — **Bowie (E.-H.), Humphreys (W.-J.) et Henry (A.-J.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 341-345; 345-347]. — La formation, le développement et l'évolution des dépressions qui amènent les pluies d'été sur les côtes du Pacifique au Nord de la Californie peuvent s'expliquer en admettant l'hypothèse de Griffith Taylor; la convection intense qui se produit dans les contrées fortement échauffées produit des tourbillons qui deviennent assez importants pour donner naissance à des précipitations. Une série de cartes du temps reproduit une suite de situations qui peuvent s'interpréter dans cette hypothèse. Le type de temps auquel elles correspondent est celui qui se répète tout le long de l'été, avec de faibles variantes, dans les Etats qui bordent la côte du Pacifique. Ces situations sont caractérisées par l'existence d'une aire de basses pressions sur la Californie et l'Arizona, de laquelle se détachent des dépressions secondaires et dont la position est relativement peu variable. — Il ressort de la discussion que la théorie de Griffith Taylor et l'application qu'en a faite Beals ne peuvent être acceptées sans quelques réserves. — C.-E. Brazier.

Données paradoxales sur la chute de la pluie. — **Mc Adie (A.)** [*Nat.*, **111** (1923), 362]. — Des mesures ininterrompues faites à Blue Hills pendant 37 ans résulte qu'en moyenne le mois le plus sec en cette station est juin, et le plus humide mars. — L. Brüninghaus.

Données paradoxales sur la chute de la pluie. — **Fisher (R.-A.)** [*Nat.*, **111** (1923), 465]. — Courte remarque sur une note précédente.
L. Brüninghaus.

Un cycle de huit ans dans les chutes de pluie. — **Moore (H.-L.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 357]. — Les hauteurs de pluie recueillies aux Etats-Unis semblent montrer des maxima de pluviosité se reproduisant tous les huit ans.
C.-E. Brazier.

Sur les périodes de sécheresse et les cycles climatiques, d'après Cléments. — **Henry (A.-J.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 127-131]. — Discussion des résultats obtenus par Cléments concernant la comparaison de la période des taches solaires avec les cycles de pluie. La difficulté de combiner les données statistiques sur la pluie est la pierre d'achoppement de ces recherches. Elles n'ont mené jusqu'à présent qu'à des résultats peu certains et quelquefois contradictoires.
C.-E. Brazier.

Sur les cycles climatiques et la croissance des arbres, d'après Douglas. — **Henry (A.-J.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 125-127]. — Résumé d'un ouvrage faisant l'objet de la publication n° 289 de l'Institution Carnegie, et ayant pour objet l'étude rétrospective des variations du climat et en particulier la recherche des cycles de pluie par la mesure de l'épaisseur des anneaux ligneux de différentes espèces d'arbres. — C.-E. Brazier.

Recherches sur la hauteur des couches de brouillard au moyen de l'appareil de Pulfrich. — Wegener (K.) et Sneider (K.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 543-544]. — Ce mémoire indique rapidement le principe de cet appareil, les conditions les plus favorables de son emploi et quelques résultats qu'il permet d'obtenir relativement à la répartition des nuages en fonction de la température dans différentes régions de l'atmosphère. — M. Hanot.

Sur la formation de la pluie et l'origine des cirrus. — Guilbert (G.) [*C. R.*, **173** (1921), 999]. — L'auteur distingue trois catégories dans la classification des précipitations atmosphériques : la première comprend les pluies fines, provenant des nuages inférieurs, cumulus ou nuages aqueux; la deuxième est formée de gouttes plus volumineuses qui ne sont autre chose que de la neige fondue; la troisième comprend la grêle et la neige grenue. Les deux dernières catégories proviennent des nuages supérieurs, cirrus et leurs dérivés. Un cirrus, quand il est visible, doit avoir, d'après l'auteur, une existence longue ou même très longue, car il se forme très lentement; il n'y aurait jamais formation spontanée de nuages orageux. — A. Blanc.

Sur l'observation des nuages en prévision du temps. — Guilbert (G.) [*C. R.*, **174** (1922), 817]. — Réclamation de priorité relative à la note de MM. Wehrlé et Schereschewsky [*C. R.*, **174** (1922), 314]. — A. Blanc.

La structure physique des formes nuageuses dans la basse atmosphère. — Granger (R.-F.) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, **47** (1921), 271-279]. — L'étude des conditions de formation des diverses espèces de nuages conduit à penser que les formes nuageuses dépendent avant tout de la structure physique de l'air c'est-à-dire de la turbulence, de la répartition verticale de la température et de l'humidité, de la direction et de la vitesse des courants aériens aux différentes altitudes. L'influence de la position occupée par les nuages par rapport aux centres de basse pression n'est que secondaire. La structure physique de l'air étant extrêmement variable, on ne peut espérer que les systèmes nuageux qui accompagnent les dépressions soient toujours la reproduction exacte du même type.

C.-E. Brazier.

Résultats des observations de l'évaporation. — Horton (R.-E.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 553-566]. — Statistique des mesures de l'évaporation faites sur des bassins de 24 pouces de profondeur et de diamètres compris entre 8 et 6 pieds, enterrés de 20 pouces et contenant une couche d'eau de 20 pouces d'épaisseur. Les tableaux qui forment la majeure partie du mémoire se rapportent à 28 stations. Dans certaines d'entre elles la durée des observations atteint 14 ans. Les données contenues dans ces tableaux sont : les moyennes mensuelles de la température de l'air, de la température de la surface de l'eau, de la vitesse du vent, de la tension de la vapeur d'eau et la hauteur mensuelle de la couche d'eau évaporée. — C.-E. Brazier.

Diagramme pour le calcul de l'humidité et de la tension de vapeur. — Horton (R.-E.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 285-287]. — **Table psychrométrique pour la détermination du point de rosée et de l'humidité relative. — Smith (R.-B.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 287-288]. — Graphiques permettant de déterminer à vue la tension de la vapeur d'eau, le point de rosée et l'humidité relative d'après les observations psychrométriques.

C.-E. Brazier.

Brouillards et nuages. — Humphreys (W.-J.) [*Journ. Frankl. Inst.*, 193 (1922), 217-230] — Article de vulgarisation, sur des questions bien connues : formation des nuages, diverses formes, etc.... — L. Brüninghaus.

Les fondements de la classification rationnelle des nuages. — Schereschewsky (Ph.) [*C. R.*, 173 (1921), 96]. — La classification internationale des nuages en usage depuis un demi-siècle est devenue tout à fait insuffisante pour différentier les propriétés très variées qu'on a appris à connaître depuis lors. Considérations générales assez vagues sur les principes qui peuvent guider la création d'une nouvelle classification. — J. Villey.

Impuretés en suspension dans l'air. — Owens (J.-S.) [*Proc. Roy. Soc.*, 101 (1922), 18-37]. — La plupart des méthodes d'observation des impuretés en suspension dans l'air sont basées sur l'emploi d'un filtre. L'auteur les discute et propose une méthode nouvelle : une petite quantité d'air est projetée sous forme d'un jet étroit contre une mince lamelle de verre. Les grains de poussière ou les gouttelettes d'eau adhèrent au verre et on peut les compter et les observer au microscope. Comme application de cette méthode, l'auteur étudie la relation entre la quantité de poussière et la visibilité de l'atmosphère, le transport des poussières par le vent et l'origine des poussières. — R. Fortrat.

Nouvelle méthode pour la construction des cartes mensuelles de pluie. — De Carle S. Salter (M.) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, 47 (1921), 101-111]. — Le rapport de la pluie tombée dans un mois donné à la hauteur totale recueillie au cours de l'année est sensiblement le même pour toutes les stations d'une région déterminée. Ce rapport, exprimé en centièmes, est pointé sur les cartes et permet de tracer pour chaque mois des courbes, que l'auteur appelle isoméres, joignant les points pour lesquels la hauteur de pluie mensuelle est la même fraction de la hauteur annuelle. Ces courbes sont de forme beaucoup plus simple que les isohyétes. L'article contient des exemples de l'application de cette méthode à l'étude de la répartition de la pluie sur les Iles Britanniques.
C.-E. Brazier.

Etudes de prévision locale. Pluies d'été. — Blair (T.-A.) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 183-190]. — Essai de classification des observations d'été faites à 7 h, à Dubuque, Iowa, en fonction des divers éléments météorologiques et de leurs variations, en vue de rechercher les relations entre les données recueillies le matin et la quantité de pluie tombée dans les 12 ou les 24 heures suivantes. La probabilité de la pluie est en moyenne de 0,31 ; elle atteint 0,62 quand la hauteur barométrique est inférieure à 755,6 mm et tombe à 0,06 quand la pression est supérieure à 768,3 mm. Les résultats sont résumés sous forme de tableaux et de graphiques annexés au mémoire. — C.-E. Brazier.

Violente chute de pluie à Taborton (New-York), le 10 août 1920. — Horton (R.-E.) et Todd (G.-T.) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 202-204]. — Chute de pluie remarquable par sa localisation. On a recueilli, en 24 h, 295,1 mm d'eau dont 203,2 mm au cours de l'après-midi. — C.-E. Brazier.

Corrélation entre la vitesse du vent et les pluies de convection à Houston, Texas. — Tannehill (I.-R.) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 204-205]. — A Houston, où la température est constamment élevée pendant la saison d'été et

l'air suffisamment humide, les pluies de convection sont fréquentes. La fréquence de ce phénomène est moins grande par vents forts car ceux-ci gênent la formation des colonnes d'air chaud dont la détente, consécutive de leur mouvement ascensionnel, produit la condensation de la vapeur d'eau d'où naissent les pluies de convection. — C.-E. Brazier.

Nuages et brouillards. — **Humphreys** (**W.-J.**) [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 327-384]. — Ce mémoire constitue une véritable monographie de la question, que liraient avec plaisir, ceux qui s'intéressent à la météorologie. L'auteur décrit en détail les différentes catégories de nuages ; des illustrations très nettes se trouvent en regard du texte. Il passe en revue les diverses questions soulevées par l'étude des nuages : leur formation, la cause de leur maintien dans l'air, leur hauteur, leur vitesse, leur relation avec la saison, la latitude, les phénomènes optiques qui sont causés par eux, le mécanisme de la pluie. Il termine en citant quelques proverbes anglais, concernant la prévision du temps, que l'on peut tirer de l'examen des nuages présents. — Ed. Salles.

Sur les différences entre les précipitations diurnes et nocturnes en été aux Etats-Unis. —**Humphreys** (**W.-J.**) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 350-351]. — Dans certaines régions des Etats-Unis les quantités d'eau fournies par les précipitations nocturnes dans la saison d'été sont plus élevées que celles qui sont dues aux précipitations diurnes ; dans d'autres régions au contraire on observe le phénomène inverse. On peut expliquer ces différences en tenant compte de la position des terres et des mers par rapport à la région considérée, de la direction des vents dominants et des causes qui font varier l'heure de plus grande fréquence des orages. — C.-E. Brazier.

Substances dissoutes dans la pluie et la neige. — **Schaffer** (**S.**) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 404-405]. — Résultats de l'analyse chimique des eaux de pluie recueillies à Mount Vernon (Iowa), du 18 août 1920 au 1er juin 1921. Les précipitations ont apporté 3,2878 pounds d'azote par acre. Cette quantité se compose de 5,74 pour 100 d'azote nitrique, 0,511 pour 100 d'azote nitreux 93,73 pour 100 d'azote ammoniacal. On a dosé en outre SO^3, SO^2 et Cl. — C.-E. Brazier.

L'azote de l'eau de pluie à Ithaca (N.-Y.). — **Wilson** (**B.-D.**) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 405]. — Du 1er mai 1915 au 1er mai 1920, le sol a reçu annuellement par acre 12,51 pounds d'azote apporté par les précipitations ; 91,93 pour 100 de cette quantité correspondent à l'azote ammoniacal.

C.-E. Brazier.

Précipitation excessive dans l'Arkansas. — **Cole** (**H.-S.**) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 435-440]. — Etude statistique des pluies intenses recueillies dans six stations pendant une période de durée comprise entre 17 et 24 ans. — C.-E. Brazier.

Relation entre la fréquence et l'intensité de la précipitation. — **Alvord** (**J.-W.**) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 441-452]. — Série de graphiques donnant la fréquence et la durée des averses de diverses intensités dans 33 stations des Etats-Unis d'après les données recueillies depuis 1896.

C.-E. Brazier.

Vitesse du vent et fréquence de la pluie sur la côte Sud du Texas. — **Tannehill (I.-R.)** [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 498-499]. — Les pluies qui arrosent la majeure partie de la côte du Texas et de la région intérieure avoisinante résultent des mouvements de convection qui se produisent dans les courants aériens du Sud-Est soufflant en été du golfe du Mexique et présentant les caractères d'une mousson.

L'accroissement du vent dominant de Sud-Est qui se produit dans l'après-midi est accompagné d'une diminution notable de la fréquence des pluies. Ce fait s'explique par l'interruption du processus convectionnel. L'accroissement de la force du vent a pour résultat de faire disparaître les inégalités locales de température qui donnent naissance aux courants verticaux et de dissiper les nuages déjà formés en les mélangeant avec l'air environnant.

Il semble donc que la force des vents de Sud-Est est l'un des principaux facteurs à faire intervenir pendant la saison d'été dans la prévision des pluies qui tombent sur la région côtière du Texas. — C.-E. Brazier.

Le phénomène nuageux du 29 novembre 1920. — **Cave (C.-J.-P.)** [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, 48 (1922), 61-65]. — Le 29 novembre 1920, un nuage dont on a pu tracer les isochrônes pendant six heures sur le sud de la Grande-Bretagne, s'est déplacé de l'WSW vers l'ENE alors que les courants aériens régnant à son niveau étaient dirigés du NW au SE. Il est très probable que la direction et la vitesse de propagation constatées étaient la direction et la vitesse de propagation du phénomène de condensation donnant naissance au nuage.

C.-E. Brazier.

La pluie à Pago-Pago Harbor, Tutuila, Samoa. — [*Month. Weather Rev.*, 50 (1922), 25-26]. — D'après vingt années d'observations (1900-1920), la hauteur annuelle de pluie est en moyenne à Pago Pago de 196,1 pouces (4980,9 mm). La hauteur mensuelle atteint son maximum en février (614,7 mm) et son minimum en août (200,7 mm). La courbe représentant la variation annuelle des précipitations ne présente qu'un maximum et un minimum se produisant à peu près aux mêmes époques qu'à la station d'Apia. — C.-E. Brazier.

Le groupement des masses des gouttes de pluie. — **Humphreys (W.-J.)** [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 499]. — Des mesures faites par Defant et qui ont porté sur plus de 10 000 gouttes de pluie fournies par différentes averses ont montré que dans chaque cas les masses des gouttes de différentes grosseurs sont entre elles comme les nombres 1, 2, 4, 8.

L'auteur explique ce fait en admettant que la résistance de l'air a pour effet de grouper les gouttes par ordre de grosseur et que dans chaque groupe ainsi formé les gouttes tombant côte à côte avec la même vitesse ont tendance à s'unir deux à deux. — C.-E. Brazier.

La chute de la pluie et la pression atmosphérique. — **Humphreys (W.-J.)** [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 500]. — La chute des gouttes de pluie à travers l'atmosphère ne peut entraîner une augmentation de la pression atmosphérique. — C.-E. Brazier.

Cartes de pluie de l'Amérique latine. — **Van Cleef (E.)** [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 537-540]. — Brève description de la distribution des pluies dans l'Amérique centrale et l'Amérique du Sud déduite des documents actuellement

existants et accompagnée de trois cartes donnant les isohyètes pour l'année entière, pour la saison d'été et la saison d'hiver. — C.-E. Brazier.

Quelques exemples typiques des pluies de l'Amérique latine. — Weitz (B.-O.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 540-542]. — Graphiques montrant la distribution de la pluie au cours de l'année dans 25 stations choisies. Ces graphiques forment le complément des « Cartes de pluie de l'Amérique latine », de Van Cleef. — C.-E. Brazier.

Relation entre la pluie, la température, et la récolte de blé en Argentine. — Hessling (N.-A.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 543-548]. — En Argentine le rendement du blé à l'hectare peut varier, suivant les années, du simple au décuple. L'un des facteurs les plus importants du rendement est la pluie qui tombe d'octobre à janvier inclus, vient ensuite la température qui a régné pendant le même intervalle de temps. En tenant compte de ces deux facteurs, il est possible de calculer dès la fin de janvier, à 20 pour 100 près, la quantité de blé que l'on pourra récolter en mars. — C.-E. Brazier.

Effet de la transpiration des végétaux sur la rapidité des changements de température saisonniers. — Finch (R.-H.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 206-207]. — Tentative faite en vue de mettre en évidence l'influence de l'absorption de chaleur, connexe de l'évaporation de l'eau par les feuilles des végétaux, sur la température de l'air.

Il semble qu'au printemps, dans les districts humides, la température s'accroît suivant une loi moins rapide à partir du moment où la végétation est en plein développement. — C.-E. Brazier.

Prévisions des récoltes d'après les caractères du temps. — Hooker (R.-H.) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, **47** (1921), 75-99]. — Discours prononcé devant la *Royal Meteorological Society*, le 19 janvier 1921. Vue d'ensemble sur les méthodes de prévision et les résultats obtenus avec de nombreuses indications bibliographiques. — C.-E. Brazier.

Formations particulières de glace. — Dorsey (H.-G.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 162-164]. — L'auteur signale dans cette note un cas inattendu de formation de glace. De l'eau abandonnée dehors une nuit d'hiver dans une bassine se solidifia en produisant au-dessus de la surface plane et horizontale de la partie principale de la masse de glace, une proéminence de glace ayant la forme d'une petite colonne presque verticale. L'auteur n'a pu reproduire le phénomène, qui reste inexpliqué. — L. Brüninghaus.

Prévision des précipitations saisonnières. Côte du Pacifique. — Henry (A.-J.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 213-219]. — La discussion des observations montre que c'est dans l'étude de la distribution des pressions dans le N.-E. du Pacifique et le N.-O. du Canada que l'on peut trouver une voie menant à la solution de ce problème. — C.-E. Brazier.

Climatologie appliquée en Californie. — Palmer (A.-H.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 219-223]. — Vue d'ensemble sur l'utilisation pratique réalisée en Californie des données recueillies par les stations météorologiques.

C.-E. Brazier.

La température normale approchée considérée comme fonction de la latitude, de l'altitude, de l'heure du jour et du jour de l'année. — West (F.-L.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 224-225]. — Suite d'un mémoire précédent (1). Formules empiriques applicables aux Etats-Unis et permettant de calculer la température normale en un lieu donné avec une approximation comprise entre ± 1° et ± 3°F. — C.-E. Brazier.

La véritable température moyenne. — Brooks (C.-E.-P.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 226-229]. — Le calcul de la température moyenne mensuelle se fait en général en combinant les moyennes des observations faites chaque jour à certaines heures données ou en prenant la moyenne des températures maxima et minima. L'auteur examine les résultats fournis par diverses combinaisons et conclut à l'adoption d'observations faites à 7 h, 13 h ou 14 h et 21 h dont on ferait la moyenne en donnant un poids double à l'observation de 21 h.

Le procédé consistant à prendre la moyenne des maxima et des minima offre beaucoup moins de garanties d'exactitude. — C.-E. Brazier.

Relations entre les changements de la pression et les variations de la température, dans les couches inférieures de la trophosphère. Composition des dépressions. — Ficker (H.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **129** (1920), 763-810]. — Nous avons déjà exposé les idées de Heinrich Ficker sur les dépressions composées (2). Ce sont les mêmes idées qui guident Ficker dans cet article ; il discute, au point de vue variations de pression et changements de température les observations faites dans un certain nombre de stations russes et de stations alpines. L'altitude des stations russes, au nombre de 16, pouvait atteindre 3 600 m ; les observations y ont été faites de 1897 à 1901. Les altitudes des stations alpines, au nombre de 5 s'échelonnaient entre 526 et 3 106 m ; les observations y furent faites de 1905 à 1907.

Les résultats étudiés sont groupés sous forme de tableaux, à l'aide desquels Ficker cherche à mettre en évidence :

a) L'effet des vagues de chaleur et de froid sur la hausse ou la baisse du baromètre.

b) L'effet d'une hausse ou d'une baisse barométrique sur la marche du thermomètre.

c) La relation entre les vagues de chaleur ou de froid et les hausses ou baisses barométriques.

Cette étude lui permet d'analyser les dépressions et l'amène à conclure, comme nous l'avons indiqué dans l'analyse signalée plus haut, qu'il existe des dépressions composées d'une dépression à basse altitude et d'une dépression à grande altitude.

Il termine en recherchant l'influence que des massifs montagneux ou des nappes liquides peuvent avoir sur ces dépressions composées. — G. Reboul.

Notes bibliographiques sur les cartes de température des Etats-Unis. — Ward (R. de C.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 277-280]. — Index bibliographique des différentes sources où l'on peut puiser des renseignements sur la distribution des températures à la surface des Etats-Unis. — C.-E. Brazier.

(1) Equation simple et d'application générale pour le calcul de la température normale en fonction de l'heure du jour et du jour de l'année. West (F.-L.) [*Month. Weather Rev.*, **48** (1920), 394-396, et *Science*, 24 déc. 1920, 611].

(2) [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 205 D].

Etude de la température de la vallée de la Rivière Salée (Arizona). — **Gordon** (**J.-H.**) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 271-274]. — Cette étude a été entreprise en 1913 en vue de déterminer quelles étaient les régions qui pouvaient convenir à la culture du citronnier dans le voisinage de Phœnix. Elle constitue un bon exemple d'application pratique de la météorologie à l'agriculture.

C.-E. Brazier.

Quelques caractéristiques de la température aux Etats-Unis. — **Ward** (**R. de C.**) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 595-606]. — Etude climatologique sur la distribution des températures aux Etats-Unis; 20 cartes reproduisent les isothermes moyennes mensuelles, les isothermes moyennes d'hiver, la répartition des plus basses températures observées en janvier et en juillet, l'amplitude de la variation diurne de la température en janvier et juillet, la distribution des maxima et des minima absolus et les isothermes moyennes annuelles. — C.-E. Brazier.

Variabilité de la température moyenne annuelle sur l'Amérique du Nord et l'Europe pendant les dix années 1900-1909. — **Commissopoulos** (**N.-A.**) et **Wadsworth** (**J.**) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, 47 (1921), 283-285]. — Les auteurs se sont proposé de rechercher s'il existe une relation entre la variabilité de la température moyenne annuelle et la position géographique, en adoptant comme mesure de la variabilité dans une station donnée l'écart moyen quadratique des températures moyennes annuelles par rapport à la moyenne générale. L'altitude paraît n'exercer aucune influence, mais il y a un fort coefficient de corrélation entre la variabilité de la température et la température moyenne. La variabilité de la température croît à mesure que la température moyenne décroît. En outre, les océans exercent sur la température une influence régulatrice très nette que mettent en évidence les courbes d'égale variabilité sur l'Europe et l'Amérique du Nord.

C.-E. Brazier.

Quelques paradoxes météorologiques. — **Humphreys** (**W.-J.**) *Ann. Rep. Smithson. Inst.*, (1920), 183-197]. — Conférence faits par l'auteur à la Philosophical Society de Washington, et parue au *Journ. Wash. Acad. Sc.*, de 1920. W. Humphreys a réuni toute une série de paradoxes météorologiques qu'il explique. Citons par exemple : l'air poussé du nord souffle de l'est; pour réchauffer l'air, refroidissez-le; l'air le plus froid recouvre la partie de la terre la plus chaude, le maximum absolu d'insolation diurne se trouve au pôle sud, etc. — Ed. Salles.

Analyse géographique de la température océanienne le long du 45e parallèle. — **Kerner-Marilaun** (**F.**) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. II a*, **129** (1920), 387-418]. — Les particularités de la température sur les parties extratropicales de l'Océan ont été expliquées par Hann et Woeikof, par Koppen et Krummel au moyen de considérations géographiques. Il paraît intéressant d'aborder directement le problème thermogéographique. L'auteur s'est proposé l'étude des variations de la température, sous la latitude de 45°, dans les parties nord de l'Atlantique et du Pacifique ainsi que dans les parties sud de l'Atlantique, du Pacifique et de l'Océan Indien.

Les données qui lui ont permis cette discussion sont extraites des cartes isothermes mensuelles et annuelles de l'atlas de la Deutsche Seewarte ainsi que de l'atlas météorologique de Hann. L'auteur établit les formules permettant de représenter les résultats et calcule les diverses constantes qui doivent entrer dans ces formules. — G. Reboul.

Corrélation entre la vitesse du vent près de la surface du sol et dans l'atmosphère libre. — **Samuels** (**L.-T.**) [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 83-89]. — L'auteur a calculé pour différentes stations le coefficient de corrélation entre la vitesse du vent près du sol et celle que l'on mesure à divers niveaux. Quand la valeur de ce coefficient dépasse 0,50, ce qui semble être le cas général pour les vents mesurés à des hauteurs ne dépassant pas de plus de 1 000 m celle de la station, l'équation de régression permet de calculer la vitesse du vent en altitude à partir de celle existant près de la surface. Pour des hauteurs plus grandes, le coefficient de corrélation est trop faible pour que ce procédé soit légitimement applicable.

C.-E. Brazier.

Températures du sol et de l'air dans un désert. — **Sinclair** (**J.-G.**) [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 142-144]. — Données sur la variation diurne de la température indiquée par des thermomètres placés à diverses profondeurs dans le sol et à des hauteurs variées dans l'air, en plein soleil. Ces données ont été recueillies au « Desert Laboratory » de l'Institution Carnegie installé à Tucson, Arizona. Des tableaux et des graphiques permettent de se rendre compte de la manière dont varie la distribution des températures aux différentes heures du jour, de 0 à 2 m dans le sol et de 0 à 1,75 m dans l'air. — C.-E. Brazier.

Influence des conditions du sol et de leurs variations sur les températures de l'air pendant la nuit. — **Haines** (**E.-H**) [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 363-366]. — La température de l'air dans les couches basses pendant la nuit est fonction des propriétés du sol et de la nature de la végétation qui le recouvre. Toutes choses égales d'ailleurs, les températures nocturnes les moins basses se produisent au-dessus des sols sablonneux, secs et dépourvus de végétation.

C.-E. Brazier.

La Death Valley, région la plus chaude que l'on connaisse. — **Palmer** (**A.-H.**) [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 10-13]. — La Death Valley (Vallée de la Mort) est située dans le Sud-Est de la Californie, près de la frontière du Nevada. Elle s'étend du Nord au Sud sur une longueur de 100 miles et sa largeur varie entre 2 et 8 miles. On y a constaté, le 10 juillet 1913, à la station de Greenland Ranch, une température de 134°F (56,7°C) sous l'abri normal. De 1911 à 1921, le maximum absolu annuel n'est pas descendu au-dessous de 120 F (48,9°C). La température moyenne de juillet 1917 s'est élevée à 107,2°F (41,8°C). Les précipitations y sont très rares. La hauteur annuelle de pluie n'y atteint pas en moyenne 2 pouces (50,8 mm). L'évaporation y est excessive et l'humidité relative extrêmement basse. La chaleur, au milieu de l'été y est accablante ; les blancs la supportent difficilement ; les indiens eux-mêmes quittent la Death Valley en juillet et août et vont passer ces deux mois dans les montagnes voisines.

C.-E. Brazier.

La haute température de l'atmosphère supérieure peut expliquer les zônes d'audibilité. — **Whipple** (**F.-J.-W.**) [*Nat.*, **111** (1923), 187]. — Le travail de Lindemann et Dobson sur la théorie des météores aboutit à cette conclusion remarquable que la température de l'atmosphère vers 80 km d'altitude doit être à peu près la même qu'au voisinage de la surface terrestre. L'auteur montre que ce fait peut expliquer l'existence des zônes de silence et d'audibilité qui entourent le lieu d'une violente explosion. — L. Brüninghaus.

La haute température de l'atmosphère élevée. — **Lindemann** (F.-A.) et **Dobson** (G.-M.-B.) [*Nat.*, **111** 1923), 256]. — Courte remarque à propos d'une précédente note. — L. Brüninghaus.

La mousson du Sud-Ouest. — **Simpson** (G.-G.) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, **47** (1921), 151-172]. — On attribue généralement la mousson du SW à la grande différence de température qui existe en été entre la surface de l'Inde et les mers environnantes. L'air situé au-dessus des terres, échauffé par le rayonnement solaire, devient moins dense et prend un mouvement ascendant prononcé; il est remplacé par des couches d'air plus froides provenant des mers avoisinantes. Le courant du SW ainsi produit est forcé lui-même de s'élever en arrivant sur la péninsule; le refroidissement qui en résulte explique les pluies qui l'accompagnent.

Cette théorie n'est pas d'accord avec les faits révélés par l'observation. La température de l'Inde est en effet plus élevée en mai, avant la mousson, que pendant la mousson elle-même; plus élevée les années où les pluies sont peu abondantes que les années où la mousson est accompagnée de grandes pluies; d'autre part dans la partie de la péninsule où la température est la plus haute et la pression la plus basse, c'est-à-dire dans la région où les courants ascendants doivent régner avec le plus d'intensité, il n'y a pour ainsi dire pas de chutes de pluie pendant la durée de la mousson.

En fait, les vents du Sud-Ouest qui caractérisent la mousson ne sont pas dûs à la température régnant dans l'Inde, ils ne sont qu'une branche des courants de circulation générale déterminés par la coexistence d'une région de hautes pressions sur le sud de l'Océan Indien et d'une région de basses pressions qui s'étend sur tout le centre de l'Asie. Par suite de la rotation de la terre et de la disposition des terres et des mers, l'air provenant du centre de hautes pressions parcourt plus de 4000 milles au-dessus des océans avant d'arriver sur l'Inde. Quoiqu'il soit, par cela même très chargé d'humidité, il semble qu'il arriverait sur l'Asie centrale sans avoir donné naissance à des chutes de pluies importantes s'il n'était capté par les montagnes du nord de l'Inde dans une sorte de trappe dont il ne peut sortir qu'en prenant un mouvement ascensionnel prononcé.

Ce fait explique les abondantes précipitations qui se produisent sur la majeure partie de la surface de la péninsule, car, pour s'échapper, l'air est obligé de s'élever à des hauteurs comprises entre 3000 et 7000 mètres alors qu'il suffirait d'une élévation de quelque 200 mètres pour amorcer la condensation de la vapeur d'eau.

C.-E. Brazier.

Les tempêtes de kona. — **Daingerfield** (L.-H.) [*Month. Weather Rev.*, **49**, (1921), 327-329]. — Kona est le nom polynésien du vent de Sud-Ouest. Les tempêtes de kona qui soufflent sur Hawaï semblent être la conséquence de troubles dans la distribution des pressions sur le Nord du Pacifique et en particulier des déplacements de l'aire de basses pressions qui se trouve au Sud-Ouest de ces îles à la hauteur de San-Francisco. Une statistique des tempêtes de kona notées, du 27 mars 1917 au 22 février 1921, termine le mémoire. — C.-E. Brazier.

Examen général des problèmes météorologiques dans les régions Pan-Pacifiques. — **Daingerfield** (L.-H.) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 329-330]. — Bref examen des diverses questions que doit embrasser l'étude météorologique des contrées Pan-Pacifiques et des moyens par lesquels cette étude pourrait être réalisée. — C.-E. Brazier.

Les centres d'action météorologiques dans l'Océan Pacifique Nord. — Beals (E.-A.) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 330-331]. — Il y aurait intérêt, au point de vue de la prévision du temps, à mieux connaître les déplacements du centre de basses pressions des îles Aléoutiennes et du centre de hautes pressions de l'Océan Pacifique Nord. Dans ce but, il serait utile de porter de 12 environ à plus de 100 les stations d'observation dans le voisinage des îles Aléoutiennes.

C.-E. Brazier.

L'ouragan du 25 octobre 1921 à Tampa (Floride). — Bowie (E.-H.) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 567-570]. — Détails sur un cyclone tropical dont la trajectoire a été suivie du 2) au 28 octobre 1921. — C.-E. Brazier.

Trajectoires cycloniques anormales. — Bowie (E.-H.). — Remarques. — Henry (A.-J.) [*Month. Weather Rev.*, 50 (1922), 137-138; 138-141]. — Les trajectoires des cyclones sont beaucoup plus complexes qu'on ne serait porté à le croire après avoir lu les traités de Météorologie. Une figure reproduit les trajectoires exceptionnelles suivies par cinq cyclones qui ont traversé les Etats-Unis de 1903 à 1916. Celles-ci présentent toutes une boucle qui a été décrite en sens inverse du mouvement des aiguilles d'une montre. L'explication de ce phénomène curieux reste encore à trouver.

A.-J. Henry fait remarquer que l'arrêt temporaire du cyclone s'est produit dans chaque cas au voisinage d'une nappe d'eau étendue et que, sauf pour la tempête d'octobre 1910 qui était du type tropical, la formation de la boucle a été accompagnée d'une élévation de la pression sur les provinces maritimes du Canada. Cette élévation de pression serait la cause la plus probable des anomalies constatées. — C.-E. Brazier.

Formation et mouvements des cyclones des Indes Occidentales. — Bowie (E.-H.) [*Month. Weather Rev.*, 50 (1922), 173-179]. — On connaît assez bien les caractérisques de ces cyclones (hurricanes), vastes systèmes de courants aériens animés d'un mouvement giratoire, au centre desquels on rencontre une région plus ou moins circulaire et relativement peu étendue dans laquelle règne le calme, (œil du cyclone), mais les deux hypothèses les plus vraisemblables émises pour les expliquer sont encore controversées. Il semble cependant que ces phénomènes tirent leur origine de la rencontre de deux courants de directions opposées et qu'ils sont entretenus grâce à l'énergie libérée par la condensation de la vapeur d'eau ; la théorie mécanique expliquerait ainsi leur formation et la théorie thermique, leur développement et leur entretien. Les mouvements de translation des cyclones sont généralement attribués à l'action des courants généraux ; les cartes du temps et les observations de vitesse et de direction du vent dans l'air libre faites au voisinage de ces météores montrent qu'ils se déplacent à la limite des alizées de NE et que les changements qui se manifestent dans leurs trajectoires correspondent à ceux du courant général qui les entraîne. — C.-E. Brazier.

Remarques sur la théorie des cyclones de Bjerkness. — Prandtl (L.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 62]. — L'auteur pense que les cyclones sont produits par des tourbillons qui existent déjà dans la couche chaude, et qui, arrivant sur le « front polaire » le déforment. — G. Bruhat.

La cause des anticyclones. — **Dines (W.-H.)** [*Nat.*, **110** (1922), 845]. — L'auteur montre que la théorie actuelle des anticyclones n'est pas conforme aux faits, ni même intelligible. — L. Brüninghaus.

Relation entre la vitesse du mouvement des anticyclones et la vitesse des vents supérieurs (à l'Ouest et au Sud-Ouest du maximum de pression). — **Mitchell (C.-L.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 241-242]. — En général, la vitesse du mouvement d'un anticyclone est sensiblement proportionnelle à la vitesse des courants règnant à l'Ouest et au Sud-Ouest du maximum barométrique à l'altitude de 2000 m ; la direction de son déplacement coïncide sensiblement avec celle de ces courants. — C.-E. Brazier.

Distribution verticale des courants atmosphériques dans les différentes parties des cyclones et des anticyclones. — **Molchanov (P.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 244]. — On peut distinguer quatre types principaux, désignés par les lettres A, B, C, D, dans la distribution verticale des courants atmosphériques.

Le type B correspond aux vents dont la direction reste constante en altitude ce qui implique l'absence de variations dans la température des couches d'air en mouvement. Il se rencontre sur les bords des anticyclones stationnaires, éloignés de toute dépression importante.

Le type A est localisé dans le secteur Ouest des anticyclones accompagnés d'un temps chaud et uniforme ; le vent tourne vers la droite à mesure qu'on s'élève ; un courant d'air chaud élève la température de l'air libre.

Au groupe C appartiennent les vents dont la direction tourne vers la gauche quand l'altitude croît : ils sont accompagnés d'un abaissement de la température et soufflent par rafales.

Le type D se rencontre sur le côté gauche des cyclones ; la direction du vent généralement Est dans les couches basses, se confond à une altitude de 3 à 4 km avec celle du courant général dans lequel se meut le cyclone. — C.-E. Brazier.

La tornade d'Austin, du 4 mai 1922. — **Morris (F.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 251-253]. — Description d'une tornade avec barogramme et photographies reproduisant divers aspects du phénomène et donnant une idée des dégâts causés par son passage. — C.-E. Brazier.

Quelques observations se rapportant à l'origine, au développement, et à la disparition de la tornade qui a passé à l'Ouest d'Austin le 4 mai 1922. — **Seashore (P.-T.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 253]. — Observations se rapportant à la tornade décrite dans l'article précédent. — C.-E. Brazier.

Fréquence des tornades dans le Kansas. — **Peterson (S.-P.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 253]. — En trente années d'observations, on a noté 265 tornades dans le Kansas. Aucune ne s'est produite en janvier et en décembre. Le maximum de fréquence de ces phénomènes a lieu pendant les mois d'avril (49), de mai (84) et de juin (60). — C.-E. Brazier.

L'orage local ou orage de chaleur. — **Brooks (C.-F.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 281-284]. — L'orage de chaleur est le résultat d'un processus convectionnel intéressant des masses d'air considérables et très riches en vapeur d'eau. Cette dernière condition est fondamentale, elle est essentielle pour la formation du nuage orageux et l'alimentation des abondantes précipitations qu'il fournit ;

elle permet en outre d'expliquer les phénomènes électriques dont il est le siège; la séparation des deux électricités résultant probablement de la pulvérisation des gouttes d'eau sous l'action des courants verticaux intenses qui accompagnent la convection.

Les trois conditions essentielles pour la formation des orages locaux sont donc : accumulation d'air chaud dans les couches basses, mouvements ascensionnels rapides des couches d'air échauffées, teneur élevée en vapeur d'eau des masses d'air prenant part au processus convectionnel. La connaissance de ces conditions permet de prévoir la formation de ces orages et de déterminer les endroits où ils prennent naissance de préférence. — C.-E. BRAZIER.

L'orage topographique. — **Hallenbeck (C.)** [*Month. Weather Rev.*, 50 (1922), 284-287]. — Certains orages cycloniques sont produits par un courant d'air froid se glissant sous un courant d'air chaud et humide. Il semble donc raisonnable de supposer que lorsque des couches d'air chargées d'humidité sont forcées de s'élever le long d'une pente prononcée et d'étendue assez grande, les phénomènes de convection et de condensation qui prennent naissance peuvent être accompagnées de manifestations orageuses.

La vallée de la Pecos River (Nouveau Mexique), où l'altitude du sol croît de 1 460 m sur une distance horizontale de 113 km, réalise cette condition. Les orages qui s'y produisent peuvent s'expliquer par l'ascension forcée de l'air le long des pentes. Certains d'entre eux présentent des particularités remarquables : les nuages orageux sont masqués par une couche de nuages bas presque continue qui se trouve au-dessous du niveau de la circulation orageuse et pendant leur passage on n'observe aucun des changements de vitesse et de direction du vent caractéristiques des orages. — C.-E. BRAZIER.

Les cyclones tropicaux en Australie, dans l'Océan Pacifique Sud et dans l'Océan Indien. — **Visher (S.-S.)** [*Month. Weather Rev.*, 50 (1922), 288-295]. — C.-E. BRAZIER.

Les cyclones tropicaux dans l'Océan Pacifique Nord-Est entre Hawaï et Mexico. — **Visher (S.-S.)** [*Month. Weather Rev.*, 50 (1922), 295-297]. — Ces deux mémoires contiennent des données statistiques sur les cyclones tropicaux depuis 1729 jusqu'à 1922. Ils sont accompagnés de cartes où sont reproduites les trajectoires suivies par ces phénomènes. — C.-E. BRAZIER.

La distribution des pressions à divers niveaux pendant le passage d'un cyclone à travers la région du Plateau aux Etats-Unis. — **Le Roy Meisinger (C.)** [*Month. Weather Rev.*, 50 (1922), 347-356]. — En comparant les cartes d'isobares aux niveaux 0, 1000, 2000 et 3000 m, on voit que lorsqu'il s'agit d'une région comme le Plateau dont l'altitude est d'environ 1 000 m et l'étendue 5.10^6 km^2, les gradients au niveau de la mer ne coïncident pas avec ceux qui existent réellement à l'altitude où se font sentir les effets du temps et où l'on mesure réellement la vitesse et la direction du vent. Il y aurait donc avantage, dans la prévision du temps, à employer des cartes d'isobares tracées à des niveaux différents. — C.-E. BRAZIER.

Sur la dynamique du vent. — **Jeffreys (H.)** [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, 48 (1922), 29-46]. — En discutant les équations générales du mouvement d'un fluide enveloppant la sphère terrestre, on trouve que les vents peuvent être

divisés en trois groupes principaux dans lesquels la force due au gradient est employée principalement, soit à accélérer le mouvement de l'air par rapport au sol (*vents eulériens*), soit à entretenir des courants de vitesse constante (*vents géostrophiques*), soit à vaincre l'action des forces de frottement (*vents antitriptiques*). L'examen des conditions dans lesquelles chacun de ces groupes peut exister montre que les vents des cyclones tropicaux et des tornades doivent être eulériens, tandis que ceux qui appartiennent à des systèmes de circulation embrassant des espaces très étendus (cyclones des régions tempérées, moussons, courants de circulation générale) doivent être approximativement géostrophiques. Les brises de terre et de mer ainsi que les vents de vallée et de montagne présentent vraisemblablement les caractères antitriptiques ; leur théorie basée sur cette hypothèse s'accorde, dans ses traits généraux, avec les faits observés. — C.-E. Brazier.

La sécheresse de 1921. — **Brooks** (**C.-E.-P.**) **et Glasspoole** (**J.**) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, **48** (1922), 139-166 ; 166-168]. — Etude comparative de la période sèche qui s'est produite en 1921 et de périodes analogues constatées depuis 1854, complétée par la recherche des modifications de la circulation générale auxquelles peut se rattacher la formation des conditions anticycloniques dont la persistance cause le déficit des précipitations.

D'une manière générale, il semble que la persistance de basses pressions au Spitzberg indique la possibilité d'une période de sécheresse. L'existence simultance de basses pressions sur les tropiques la rend plus probable, surtout si l'année où l'on se trouve occupe une place convenable dans le cycle des taches solaires et si quatre années se sont écoulées depuis la dernière période sèche. Si, de plus, la pression vient à s'élever sur les monts Oural et le Nord-est de la Russie, on a de grandes chances pour que les mois suivants soient très secs dans les Iles Britanniques et les pays avoisinants. Il serait utile de contrôler ces conclusions par une étude analogue portant sur les périodes exceptionnellement pluvieuses.

C.-E. Brazier.

Sur un cyclone qui a traversé la péninsule coréenne et les variations de son front polaire. — **Kobayasi** (**T.**) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, **48** (1922), 169-183]. — Ce cyclone a traversé, en se déplaçant de l'ouest vers l'est, la chaîne de montagnes qui borde la côte orientale de la Corée. Le mécanisme a été le suivant : le cyclone principal étant à l'ouest de la chaîne, une dépression secondaire s'est formée le long de la ligne directrice de l'autre côté de l'arête montagneuse. Cette dépression secondaire s'est étendue en hauteur et a rejoint la dépression principale qui a disparu progressivement. Les fronts polaires étaient parfaitement caractérisés et les écarts entre les phénomènes observés et le schéma de Bjerknes peuvent s'expliquer en admettant la théorie de Fujiwhara d'après laquelle un tourbillon horizontal est attiré ou repoussé par un tourbillon vertical suivant le sens de son mouvement giratoire. — C.-E. Brazier.

Trombes. — **Brunt** (**D.**) [*Nat.*, **111** (1923), 82]. — Description d'une rombe observée sur le lac Victoria. — L. Brüninghaus.

La cause des anticyclones. — **Deeley** (**D.**) [*Nat.*, **111** (1923), 83]. — Dines a indiqué ce fait étrange que les grandes aires de basse pression résident sur les parties froides (pôles) et que les hautes pressions règnent à 30° environ de l'équateur. L'auteur, à la suite d'observations qu'il a faites au ballon sonde de la température de la haute atmosphère (jusqu'à 70 km) arrive à la conclusion que, au

pôle, la température doit être de 285° absolus vers 60 km d'altitude tandis qu'aux latitudes 30° N ou S, la température au même niveau est plus basse de 20° ou plus. Ceci paraît de nature à expliquer en partie le fait rappelé ci-dessus.

L. Brüninghaus.

La cause des anticyclones. — **Stevens** (**C.-O.**) [*Nat.*, **111** (1923), 150]. — La région d'un anticyclone trouve son interprétation la plus vraisemblable en la considérant comme une aire bordée par un système de cyclones. — L. Brüninghaus.

La cause des anticyclones. — **Deeley** (**R.-M.**) [*Nat.*, **111** (1923), 256]. — Courte remarque à propos d'une précédente note. — L. Brüninghaus.

La cause des anticyclones. — **Goldie** (**A.-H.-R.**) [*Nat.*, **111** (1923), 429-430]. — Pour expliquer les caractères des anticyclones, l'auteur se réfère à la théorie de Bjerknes relative à leur origine. En particulier, lorsqu'une poche est pratiquée dans le front polaire par l'irruption vers le sud d'un grand lambeau d'air polaire et lorsque la poche est ultérieurement refermée derrière ce lambeau par le courant équatorial du sud-ouest, il en résulte la formation d'un anticyclone avec isobares fermées. En faisant une série d'observations sur les couches élevées de l'atmosphère, l'auteur a tenté récemment de montrer que le changement de pression barométrique en un point donné des Iles Britanniques était en effet le résultat du remplacement d'une épaisseur h de courant équatorial par une épaisseur $h + \delta h$ d'air polaire. Si la couche d'air n'avait pas plus de 2 ou 3 km d'épaisseur, les anticyclones formés de cette façon seraient des anticyclones *chauds*. Mais il y a presque à coup sûr des cas où l'air polaire empiétant s'étend exactement jusqu'à la base de la stratosphère, et dans ce cas on se trouve en présence de toutes les caractéristiques de l'anticyclone froid, et à mouvement rapide. Il est instable et donne lieu à des nuages abondants et à un peu de pluie.

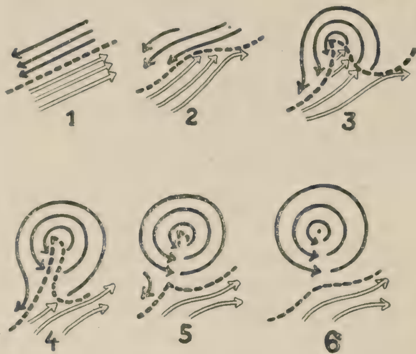
Le lambeau d'air polaire dont il vient d'être question paraît avoir une forme grossièrement circulaire, de 1000 km de diamètre au plus. Dans le cas d'un anticyclone *chaud*, on peut limiter son épaisseur maxima à 3 ou 4 km ; dans le cas d'un anticyclone *froid*, l'épaisseur peut atteindre au centre l'épaisseur totale de la troposphère. Il paraît être maintenu *in situ* par les courants même qui l'ont produit. — L. Brüninghaus.

La cause des anticyclones. — **Dines** (**W.-H.**) [*Nat.*, **111** (1923), 495]. — De nombreuses observations, il paraît résulter que les couches inférieures de l'atmosphère sont presque toujours froides dans un cyclone, et sont d'ordinaire (trois fois sur quatre) chaudes dans un anticyclone ; et que lorsqu'une inversion de température se produit à une certaine altitude, elle est presque toujours associée (58 fois sur 62) avec l'existence d'une couche supérieure sèche, et non humide. Ceci va à l'encontre de la théorie du front polaire. — L. Brüninghaus.

Sur la prévision du temps considérée comme un problème physique. — **Bjerknes** (**V.**) [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 145-160]. — Après ses recherches à l'Institut géographique de Leipzig, interrompues par la guerre, l'auteur a continué une étude systématique du problème en Norvège avec J. Bjerknes, son fils, et H. Solberg. Des cartes aussi complètes que possible de chaque élément observé ont été dressées à époques périodiques. L'étude de ces cartes a mis en évidence l'existence de lignes où apparaît un changement brusque de plusieurs ou même de tous les éléments. Ces lignes sont les intersections avec la surface terrestre de *surfaces*

de discontinuité atmosphérique. Ces surfaces qui séparent une masse d'air chaud d'une masse d'air froid jouent un rôle fondamental dans la prévision du temps.

Cette étude a permis une explication de la formation des *cyclones*. Une surface de discontinuité en mouvement s'arrête dans certaines circonstances. Elle sépare deux courants inverses parallèles à la surface (fig. 1). Cet équilibre est instable et l'air chaud pénètre dans la région froide, sous forme de vague, le long de la surface (fig. 2 et 3). Cette masse se rétrécit à sa base (fig. 4) et finit par se couper (fig. 5). C'est le moment d'intensité maximum du cyclone. Puis la masse gazeuse chaude et le tourbillon d'air froid qui l'enveloppe disparaissent vers le haut.



En général on trouve, sur une surface de discontinuité, trois ou quatre vagues de cyclones à des stades différents. Ces *groupes de cyclones* apparaissent régulièment avec une période d'environ 5,5 jours, séparés par un intervalle de vent polaire, avec pression atmosphérique ascendante.

La méthode employée a permis une prévision pratique, utilisée par les pêcheurs, du temps du lendemain et du caractère général du temps pour les cinq jours suivants, avec une très faible proportion d'erreurs. Elle permet d'ailleurs l'analyse de l'origine de ces erreurs. — H. Tscherning.

L'importance des messages météorologiques de radiotélégraphie du Groënland. — **Bjerknes** (**V.**). — **Remarques.** — **Henry** (**A.-J.**) **et Bowie** (**E.-H.**) [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 16-17; 17-19]. — L'observation a montré que les dépressions qui traversent annuellement une ligne menée de la pointe sud du Groënland aux Iles Britanniques sont au nombre d'environ 200. Quand elles ont atteint leur plein développement leur vitesse est suffisante pour leur permettre dans certains cas de franchir en 21 heures la distance qui sépare du Danemark la pointe sud du Groënland. Les dépressions isolées sont rares, elles se succèdent généralement par groupes de 3 à 6, de 4 le plus souvent; le passage de chacun de ces groupes ayant lieu ordinairement en six jours environ. Les effets des cyclones individuels sont différents suivant la place qu'ils occupent dans le groupe dont ils font partie et leur trajectoire est d'autant plus méridionale que leur numéro d'ordre est plus élevé. Les trois premiers causent rarement des tempêtes violentes, mais le quatrième et les suivants peuvent être accompagnés d'ouragans dangereux. Une station radiotélégraphique située à la pointe Sud du Groënland pourrait fournir, sur la formation, le passage et l'évolution de chaque groupe de dépressions des renseignements extrêmement précieux.

D'après Henry la règle de succession des cyclones exposée ci-dessus ne s'applique pas sans réserves aux bourrasques abordant les Etats-Unis par la côte du Pacifique.

Pour Bowie, le mode de groupement des cyclones décrit par Bjerknes doit être plutôt considéré comme une tendance que comme une règle rigoureuse. Il n'en reste pas moins que la réception de dépêches du Groënland paraît d'importance fondamentale pour les services de prévision européens et pourrait à l'occasion présenter de grands avantages pour ceux des Etats-Unis. — C.-E. Brazier.

Remarques sur la raie verte dans le spectre de l'aurore boréale. — **Vegard (L.)** [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 128-129]. — L'auteur donne les résultats de mesures précises de la longueur d'onde de la raie verte du spectre de l'aurore boréale, faites à Christiania au cours de l'hiver 1921-22. Il n'a pas été possible d'identifier cette raie avec celle d'aucun gaz connu qui pourrait être pris en considération.

Une série d'expériences ont été faites en vue de rechercher les spectres apparaissant lorsque les gaz pouvant exister dans les hautes couches de l'atmosphère sont soumis à un bombardement de rayons cathodiques, tandis que le gaz est refroidi à la température de l'air liquide. Mais aucune raie n'est apparue pouvant être identifiée avec la raie verte de l'aurore boréale, laquelle reste toujours aussi mystérieuse.

On pourrait évidemment supposer que la raie est due à un gaz inconnu jusqu'ici, le « geokoronium ». Mais l'existence d'un tel gaz, qui ne rentrerait pas dans le système connu des éléments chimiques, aurait des conséquences sérieuses pour notre conception de la matière et il n'y aura lieu de la supposer qu'avec des bases plus sûres. Les conditions existant en effet dans les hautes couches de l'atmosphère ne se reproduisent pas facilement au laboratoire. — H. Tscherning.

Halo complexe observé à Ellendale (N. Dak. — **Ling (C.-S.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 132-133]. Les phénomènes ont été observés dans l'ordre suivant : halo de 22° accompagné de parhélies à droite et à gauche; plus tard, formation d'un cercle parhélique complet puis d'un halo de 46° ; enfin apparition simultanée de deux arcs de Lowitz, d'un arc tangent supérieur et d'un arc circumzénithal complet. Ces manifestations ont été précédées d'une faible chute de neige et accompagnées du passage de légers amas de nuages ayant l'apparence de stratus dont la base était située à l'altitude de 400 mètres. — C.-E. Brazier.

Halo peu commun observé à New-Haven (Conn.) le 25 février 1922. — **Hastings (C.-S.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 131-132]. — Les particularités de ce halo s'expliquent en admettant la présence dans l'atmosphère d'une seule espèce de cristaux de glace en forme de plaques minces hexagonales et dont l'axe cristallin était dirigé verticalement. L'attention des météorologistes est attirée sur l'observation du halo de 46° en vue de contrôler l'exactitude des théories proposées pour l'expliquer. — C.-E. Brazier.

Sur le halo de 46°. — **Besson (L.)** [*Month. Weather Rev.*, **50** (1922), 310]. — Remarques concernant l'explication du halo de 46° proposée par Hastings et d'après laquelle il serait dû à des prismes orientés horizontalement.

C.-E. Brazier.

Notes sur les halos anormaux. — **Cook (A.-G.) et Prentice (J.-P.-M.)** [*Obs.*, **45** (1922), 47-51]. — Les halos qu'on observe parfois autour du soleil et de la lune ont généralement 22° ou 46° de rayon apparent : on les explique aisément par des effets de réflexion totale à travers les petits cristaux de glace en suspension dans l'atmosphère. Mais il y a aussi, quoique beaucoup plus rarement, des halos d'autres dimensions : 8°30', 17°30', etc. Un français, Louis Besson, les a interprétés en 1920 en faisant intervenir les faces pyramidales qui terminent, d'après lui, les cristaux de glace aux deux extrémités comme il arrive notamment pour le quartz. Les auteurs de la présente note commentent ici le travail de L. Besson.

J. Bosler.

Un curieux phénomène lumineux. — S. R. [*Nat.*, **110** (1922), 481]. — Description d'un phénomène lumineux observé par l'auteur au bord de la mer. Depuis l'horizon marin jusqu'à 1° ou 2° au-dessus, et sur une largeur d'environ 30°, apparut soudain une lueur blanche dont la cause est inconnne et qui n'est peut-être qu'un phénomène purement subjectif. — L. Brüninghaus.

Le rayon vert. — **Cave** (C.-J.-P.) [*Nat.*, **110** (1922), 604]. — On a supposé que le *rayon vert* observé par certaines personnes, juste après le coucher du soleil (et du reste nié par beaucoup d'autres) était dû à la fatigue de l'œil par les derniers rayons rouges de l'astre. L'auteur remarque à ce sujet que cette cause ne saurait être invoquée, car il a pu observer le même phénomène au lever du soleil.

L. Brüninghaus.

Un arc en ciel très large. — **Mc Lean** (R.-C.) [*Nat.*, **110** (1922), 605]. — Description d'un arc en ciel occupant une surface apparente inusitée.

L. Brüninghaus.

Réfraction atmosphérique. — **Ball** (J.) [*Nat.*, **109** (1922), 444]. — Le gradient de température dans l'air immédiatement au dessus du niveau de la mer est loin d'être linéaire, en général, et il en résulte que la trajectoire du rayon réfracté ne saurait être circulaire. Il n'en est pas de même au-dessus du sol, où le gradient de température est beaucoup moins sujet à être anormal. Dans ce cas, au moins aux heures les plus favorables du jour, on peut admettre que la forme circulaire d'un rayon presque horizontal est assez voisine de la vérité, au moins suivant des directions qui ne sont pas trop rapprochées du niveau du sol sur une portion importante de leur longueur. — L. Brüninghaus.

Réfraction atmosphérique. — **Baker** (T.-Y.) [*Nat.*, **109** (1922), 549-550]. — Suite de discussion. — L. Brüninghaus.

Une particularité de l'arc en ciel. — **Lockyer** (W.-J.-S.) [*Nat.*, **109** (1922), 309]. — L'auteur a observé que l'aire intérieure aux arcs en ciel (arc primaire) est généralement plus brillante que la zône extérieure. Des photographies illustrent ces observations. — L. Brüninghaus.

Observation télescopique de la turbulence atmosphérique. — **Stevens** (C.-O.) [*Nat.*, **110** (1922), 280]. — Dans son récent ouvrage intitulé *Physique de l'air*, Humphreys renvoie à une démonstration d'Helmholtz du fait que deux couches adjacentes d'air atmosphérique peuvent présenter l'une par rapport à l'autre des discontinuités, en ce qui concerne la température, l'état hygrométrique .., etc., et par suite peuvent glisser l'une sur l'autre avec production d ondes. L'auteur indique que le phénomène peut être observé, non seulement lorsque les conditions d'humidité et de température sont favorables à l'apparition de nuages, dont la structure est sous la dépendance des ondes produites à l'intersurface, mais encore en l'absence de nuages. La méthode d'observation consiste à étudier l'image télescopique du soleil formée par des rayons solaires traversant la couche à étudier. Elle pourrait rendre aux aviateurs des services, en leur permettant d'observer de façon précoce un état de turbulence atmosphérique en formation.

L. Brüninghaus.

A propos du rayon vert. — **Lange** (R.) [*Ann. Soc. Scient. Bruxelles*, **41** (1921-1922), 81-83]. — La coloration verte que présentent parfois les premiers ou les derniers rayons du soleil est un phénomène relativement rare qui d'ailleurs ne paraît pas se reproduire régulièrement dans des conditions atmosphériques semblables. On l'attribue au pouvoir dispersif de l'atmosphère terrestre. En admettant cette explication, l'auteur montre que la surface de la zone éclairante verte qui intervient pour produire ce phénomène varie avec le volume et la hauteur des obstacles formant l'horizon au point où disparaît le soleil. L'intensité du rayon vert et par conséquent sa visibilité est fonction, toutes choses égales d'ailleurs, de la forme et de la grandeur des surélévations du terrain formant écran entre l'œil de l'observateur et le disque du soleil au moment où il se couche.

C.-E. Brazier.

L'étendue de la vision dans le sens horizontal considérée comme observation météorologique. — **Whipple** (F.-J.-W.) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, **48** (1922), 85-113]. — Articles et remarques de divers auteurs sur la visibilité, les méthodes employées pour l'observer, les résultats que son observation régulière peut fournir au point de vue météorologique. — C.-E. Brazier.

Un mirage à double réflexion verticale. — **Brunt** (D.) [*Nat.*, **111** (1923), 222-223]. — Description d'un mirage inusité. — L. Brüninghaus.

Rayon vertical artificiel. — **Baker** (W.-C.) [*Nat.*, **111** (1923), 185-186]. — Reproduction artificielle du rayon vertical parfois observé lorsque le soleil est bas sur l'horizon, et qui est attribué à des réflexions sur la base de cristaux de glace ayant la forme de minces lamelles, orientées convenablement, et tombant dans l'atmosphère. — L. Brüninghaus.

Le rayon vert au coucher du soleil. — **Evershed** (J.) [*Nat.*, **111** (1923), 13]. — Il y a, à la surface de la mer, une couche d'air de faible densité sur laquelle se produit, à un degré du reste variable selon les conditions, le phénomène de la réflexion totale. Ce phénomène contribue à intensifier dans une forte proportion l'effet de dispersion ordinaire, en ajoutant la lumière de l'image de l'astre obtenue par réflexion, à celle provenant de l'astre lui-même au moment du coucher du soleil. L'effet de dispersion normal, sans l'aide de la couche réfléchissante, est à peine perceptible à l'œil nu, quoique aisément observable dans une lunette de faible grossissement. — L. Brüninghaus.

Equilibre radiant ; l'insolation de l'atmosphère. — **Milne** (E.-A.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 872-897]. — Supposons que l'atmosphère soit partagée en deux couches : l'inférieure (la troposphère) en équilibre convectif, la supérieure (la stratosphère) partout à la même température. Le calcul montre que la stratosphère ne peut être en équilibre radiant, à moins que son épaisseur optique pour les radiations à basse température soit nulle, même si elle était en bloc en équilibre radiant. Le seul cas où la stratosphère peut être en équilibre radiant est celui où, le troposphère l'étant aussi, certaines conditions sont réalisées entre l'incidence de la radiation solaire et les coefficients d'absorption des radiations solaire et terrestre.

Différents calculs établissent *en gros* que la variation de la température de la stratosphère avec la latitude exige que la radiation terrestre soit plus grande aux pôles qu'à l'équateur ; cette distribution des températures est vraisemblablement en relation avec la circulation générale de l'air. — A. Foch.

Rayonnement solaire. — [*Nat.*, 111 (1923), 414-415]. — Les dernières recherches sur le rayonnement solaire ont conduit à une valeur de 1,84 cal : cm².

L. Brüninghaus.

La remarquable aurore polaire du 14-15 mai 1921. — Lyman (H.) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 405-408]. — Compilation des observations faites en différentes contrées sur les phénomènes qui ont accompagné cette aurore.

C.-E. Brazier.

Spectre photographique de l'aurore du 13 au 15 mai 1921, et recherches de laboratoire s'y rapportant. — Rayleigh (Lord) [*Proc. Roy. Soc.*, 101 (1922), 114-123]. — Reproduction d'une photographie du spectre de l'aurore boréale obtenue dans la nuit du 14 mai 1921. On aperçoit les bandes négatives de l'azote avec une foule de détails, ainsi que la ligne verte aurorale, dont l'origine est inconnue.

L'auteur a cherché à reproduire au laboratoire les bandes négatives de l'azote :

1° Quand on opère avec des « rayons rétrogrades », constitués par des atomes et des molécules d'azote chargés positivement, et se propageant pratiquement en ligne droite, alors que les rayons cathodiques sont déviés, on obtient non seulement le spectre de bandes négatives, mais encore le spectre de raies et le second spectre de bandes positives.

2° Le spectre de rayons cathodiques ne contient que les bandes négatives ; mais les caractéristiques sont différentes de celles du spectre de l'aurore : l'intensité se concentre surtout dans la première bande de chaque groupe et cela, que l'on opère avec des rayons durs ou des rayons mous.

3° La théorie de la diffusion tend à faire croire que dans la haute atmosphère, l'hélium est le constituant principal. Or si on admet l'hypothèse de l'aurore excitée par des rayons positifs, on trouve que ceux-ci auraient dû provoquer le spectre de l'hélium, la hauteur de l'aurore ayant dépassé 450 km, distance à laquelle l'atmosphère devrait se composer presque uniquement d'hélium. En opérant au laboratoire sur des mélanges artificiels, le spectre de l'hélium apparaît toujours dans ces conditions ; or les photographies de l'aurore ne contiennent aucune raie de ce gaz.

Si, d'autre part, on veut attribuer l'aurore à des rayons cathodiques, la différence entre la répartition de l'intensité dans les spectres de laboratoire et le spectre naturel soulève une difficulté d'un autre ordre, quoique alors l'absence de l'hélium se trouve expliquée.

La conclusion de l'auteur est que la véritable nature de l'aurore n'a pas encore été reconnue. — A. Foch.

Une théorie des météores; densité et température de l'atmosphère supérieure à laquelle elle conduit. — Lindemann (F.-A.) et Dobson (G.-M.-B.) [*Proc. Roy. Soc.*, 102 (1923), 411-437]. — Etablissement de formules qui donnent le frottement et l'échauffement d'un projectile se déplaçant dans l'air avec une vitesse élevée par rapport à celle du son. La plupart des phénomènes peuvent s'expliquer par le choc de vapeur météorique avec l'air.

La densité de l'air au-dessus de 60 km paraît être beaucoup plus grande que si la température restait constante et voisine de 220° absolus ; la température paraît être voisine de 300°. Cette température peut s'expliquer à l'aide du pouvoir absorbant de l'ozone. — R. Fortrat.

Atmosphériques. — **Deeley (R.-M.)** [*Nat.*, **111** (1923), 362]. — Note relative à des *atmosphériques* observés en radiocommunication et se présentant avec un caractère inusité. Ils seraient dus au passage d'étoiles filantes dans la haute atmosphère. — L. Brüninghaus.

L'origine des perturbations atmosphériques. — **Watt (R.-A.-W.)** [*Nat.*, **110** (1922), 680-681]. — Il s'agit dans cet article des perturbations que les phénomènes atmosphériques apportent aux radiocommunications. — La conclusion est que la chute de la pluie, accompagnée ou non d'orages, constitue une source importante de perturbations sur des postes même très éloignés.
L. Brüninghaus.

Observations dirigées des perturbations atmosphériques, 1920-1921. — **Watt (R.-A.-W.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1923), 460-478]. — Les perturbations électriques ont été reçues par un poste accordé sur une longueur d'onde de 20 000 mètres qu'on a fait varier aussi entre 20 000 et 2 000 mètres. On a mesuré l'intensité des perturbations dans les différentes directions deux fois par jour. Discussion des observations. — R. Fortrat.

Sur l'emploi de la radiogoniométrie dans l'étude des orages et des parasites atmosphériques. — **Rothé (E.)** [*C. R.*, **173** (1921), 840]. — L'emploi de la radiogoniométrie a rendu plus précise l'étude des orages, puisqu'on peut non seulement accuser la présence d'une manifestation orageuse, mais encore en déterminer la direction et la marche. Description du montage utilisé. Classification et origine des divers parasites entendus dans le téléphone. La méthode radiogoniométrique, quand elle sera répandue, pourra apporter une contribution importante à la prévision du temps et à la marche des orages. — A. Blanc.

Sur la relation existant entre les directions des dépressions et les directions des maxima des parasites atmosphériques. — **Lacoste (J.)** [*C. R.*, **173** (1921), 843]. — L'emploi de la méthode radiogoniométrique décrite dans la note précédente a permis à l'auteur de rattacher la fréquence des parasites dans une direction déterminée à l'existence de dépressions dans cette direction. D'une façon générale, pour une dépression suffisamment éloignée bien caractérisée, le maximum observé est vers la région sud ou sud-est de la dépression.
A. Blanc.

Une cause possible des phénomènes d'électricité atmosphérique. — **Simpson (G.-C.)** [*Nat.*, **110** (1922), 604]. — Réponse à une précédente note de Lodge. Pour maintenir le courant d'électricité atmosphérique issu de la terre, il serait nécessaire que la surface terrestre reçoive 2 000 électrons négatifs par cm² et par seconde. Cela donnerait lieu à un nombre d'ions des deux signes bien plus considérable que celui réellement observé. — L. Brüninghaus.

Une relation possible entre la fréquence des taches solaires et le gradient de potentiel de l'électricité atmosphérique. — **Chree (C.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1923), 129-136]. — De l'examen des enregistrements de l'observatoire de l'Ebre, le Dr L.-A. Bauer, conclut à une telle relation. L'auteur a fait un examen très serré des enregistrements de l'observatoire de Kiew. Ses résultats ne sont pas incompatibles avec ceux du Dr Bauer mais l'influence des taches solaires sur l'électricité atmosphérique serait beaucoup plus faible que leur influence sur le magnétisme terrestre. Les phénomènes météorologiques locaux compliquent les phénomènes étudiés. — C. Florisson.

La charge électrique de l'atmosphère et la hauteur du baromètre. — **Humphreys** (**W.-J.**) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 570-571]. — Le calcul montre pu'il est extrêmement peu probable que les cyclones et les anticyclones, puissent être produits, comme certains auteurs l'ont suggéré, par des changements de l'état électrique des couches supérieures de l'atmosphère. — C.-E. Brazier.

Nouveaux résultats relatifs à la variation diurne de l'électricité atmosphérique. — **Mauchly** (**S.-J.**) [*Journ. Wash. Acad. Sc.*, 11 (1921), 398-399]. — D'après les observations faites à bord du « Carnegie » depuis 1915, observations réparties sur une étendue voisine de la moitié de la surface de la terre, la variation diurne du gradient-potentiel atmosphérique est, en moyenne et sur mer, représentée par une oscillation simple ; en d'autres termes, la plupart du temps, au-dessus des océans, le champ électrique de l'atmosphère présente un seul maximum et un seul minimum. De plus — fait de la plus haute importance — l'époque du maximum (ou du minimum) est à peu près la même sur toutes les mers ; cette époque est plutôt une heure universelle qu'une heure locale. Le nombre des ions positifs présents dans l'atmosphère et la conductibilité de l'air due à ces ions sont, en moyenne, plus grands pendant le jour, plus petits pendant la nuit. Il est vraisemblable que la densité du courant vertical dans l'atmosphère est soumise à une oscillation simple dont le maximum et le minimum se présentent, sur tous les océans, à des heures universelles. L'allure des courbes de la variation diurne du gradent-potentiel est la même que l'allure des courbes représentatives de la fréquence des aurores boréales. C'est là un nouvel argument en faveur d'une relation entre le champ électrique terrestre et le rayonnement électrique solaire.

J. R.

La conductibilité électrique en atmosphère libre ; mesures en ballon libre à grande altitude. — **Wigand** (**A.** [*Ann. der Phys*, 66 (1921), 81-109]. — Ces mesures ont été faites par la méthode de la perte de charge de l'électrode intérieure d'un condensateur cylindrique traversé par un courant d'air. Des sacs de caoutchouc répartis sur la paroi externe de la nacelle faisaient couler de l'eau salée par des ajustages voisins du fond de celle-ci. De nombreux fils fins enrobaient en outre la sphère du ballon, les cordages et la nacelle. Le condensateur se trouvait placé verticalement, à l'aplomb d'un angle de celle-ci, entre deux cordages. L'étude, faite au laboratoire sur modèle réduit, des déformations du champ dues au ballon montra que dans ces conditions le condensateur est dans un champ faible ; de fait, le rapport des valeurs obtenues pour les mobilités des ions des deux signes concorde avec les mesures des autres expérimentateurs.

Par temps de forte pression, jusqu'à 9 km. de hauteur, la conductibilité croît avec l'altitude. Dans les couches inférieures nuageuses, la croissance est lente. L'unipolarité $q = \frac{\lambda_+}{\lambda_-}$ [1] se trouve à toutes hauteurs presque aussi fréquemment inférieure que supérieure à 1. Au dessous des couches nuageuses q est > 1 ; au dessus il devient < 1. Les cumulus et les cumulonimbus par temps orageux favorisent λ_-. Les oscillations d'un jour à l'autre de la conductibilité moyenne atteignent 50 p. 100. Les écarts entre les mesures pour une même couche atmosphérique atteignent 50 et 70 p. 100. Ils sont attribuables à la variation du lieu de la mesure, ainsi qu'à l'oscillation de l'intensité des agents ionisants. Ils dépendent également des conditions météorologiques. — M. Courtines.

[1] λ_+ et λ_- désignent les conductibilités pour les ions de signes différents.

Le Gérant : Maurice Blondin.

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

X. — PHYSIQUE DU GLOBE. — MÉTÉOROLOGIE. ASTROPHYSIQUE.

Météorologie. Electricité atmosphérique. Magnétisme terrestre.

Sur la notion de période dans l'étude des noyaux de variations de pression. — Wehrlé [*C. R.*, **173** (1921), 324]. — Sur les cartes des noyaux, où sont enregistrées les valeurs des vitesses moyennes de variation de pression atmosphérique $\frac{\Delta P}{\Delta t}$ pendant l'intervalle Δt de deux observations successives, on voit apparaître, avec des intervalles de temps Δt assez réduits (12 ou 6 heures), une périodicité en fonction du temps qui s'estompe souvent pour $\Delta t = 24$ heures. Cela tient à ce que les variations périodiques apparaissent nettement lorsque Δt est voisin de leur demi-période, et s'effacent au contraire lorsque Δt se rapproche de la période.

Une périodicité fixe se maintient pendant toute la durée d'un *régime* (parfois plusieurs semaines, et au moins plusieurs jours); elle apparaît nettement dans les régions peu éloignées de l'axe de marche des noyaux. Les périodes sont assez variées; la demi-période est en général comprise entre 6 heures et 48 heures.

J. Villey.

Recherches expérimentales sur des relations entre les phénomènes électriques terrestres, l'état de l'atmosphère et les foyers solaires. — Nodon (A) [*C. R.*, **173** (1921), 722]. — Résultats de l'étude simultanée des courants telluriques, de la conduction tellurique, des variations de la charge dans un électromètre clos, de la composante magnétique horizontale et des troubles visibles sur la surface solaire, ainsi que de l'état de l'atmosphère. La conclusion est qu'on peut pressentir de nouvelles relations importantes entre ces divers phénomènes.

A. Blanc.

Influence de la présence de vapeurs sur la mobilité des ions dans l'air. — Belar (M.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa*, **130** (1921), 373-382]. — Ce travail a été entrepris dans le but de voir expérimentalement l'influence de diverses vapeurs sur la mobilité des ions de l'air et de trancher la question de savoir si dans le cas de mélange de vapeurs et d'air l'on a affaire à des ions ayant des mobilités différentes et liées aux corps qui composent le mélange.

Les mesures des mobilités ont été faites par la méthode bien connue des courants gazeux, au moyen d'un double condensateur cylindrique et d'un électroscope d'Exner.

Les vapeurs mélangées à l'air ont été : l'alcool méthylique, l'alcool éthylique, l'aldéhyde formique, l'alcool propionique, l'acétate d'éthyle, le phénol, l'aniline, l'aldéhyde formique, l'aldéhyde propionique, l'ammoniac.

Les résultats sont les suivants : pour l'alcool méthylique, l'alcool éthylique et l'acétate d'éthyle on retrouve les résultats de Przibram, la présence de vapeur diminue la mobilité, surtout celle des ions négatifs. Le phénol, l'aniline n'ont aucune influence. L'aldéhyde formique et l'aldéhyde propionique diminuent la mobilité des ions négatifs plus que celle des ions positifs ; l'ammoniac au contraire exerce une action plus grande sur les ions positifs que sur les ions négatifs.

On ne trouve aucune différence dans les valeurs trouvées pour les mobilités des ions, soit que ceux-ci aient été obtenus en ionisant le mélange préalable de vapeur et d'air, soit qu'on ait laissé arriver la vapeur étudiée sur l'air préalablement ionisé. Il ne semble donc pas que l'on ait affaire à un mélange d'ions de mobilités différentes. — G. Reboul.

Résultats récents sur la variation diurne de l'électricité atmosphérique d'après les observations faites à bord du Carnegie. — **Mauchly** (S.-J.) [*Year Book Carn. Inst. Washington*, 20 (1921), 354-356]. — La discussion des observations faites à bord du « Carnegie » conduit aux résultats préliminaires suivants :

Gradient du potentiel (45 séries d'observations correspondant chacune à une durée de 24 heures, 30 pour le Pacifique, 10 pour l'Océan Indien, 5 pour l'Atlantique). Variation diurne accentuée dont la partie principale correspond à l'onde diurne. Le maximum et le minimum de cette onde paraissent se produire à peu près simultanément dans les différentes localités où la variation diurne a été observée.

n_+ et λ_+; faible variation diurne régie par le temps local. Ces deux quantités sont en moyenne plus grandes le jour que la nuit.

i_+; variation diurne bien nette à peu près semblable à celle qui caractérise la gradient du potentiel. — C.-E. Brazier.

Variation lunaire diurne dans le potentiel terrestre et dans les courants telluriques. — **Sanford** (F.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 547]. — Suite d'observations faites à Palo Alto. L'étendue quotidienne moyenne des variations du potentiel électrostatique de la terre pour 90 jours lunaires s'étendant sur les mois de septembre, octobre, novembre et décembre 1921, a été de 0,1 volt. L'effet de la variation de distance de la lune à la terre est tout à fait appréciable. Pour les quatre mois cités, la variation lunaire au périgée est 1,4 fois plus grande qu'à l'apogée.

En discutant les données relatives à la variation diurne du courant tellurique N.-S. à Tortosa (Espagne), l'auteur montre l'influence de la lune sur ce courant. La variation lunaire moyenne dans la différence de potentiel entre les extrémités, mises à la terre, de la ligne, était de 18,5 m V : km pour 27 jours, en octobre 1920. — L. Brüninghaus.

Note sur la variation diurne du gradient du potentiel électrique atmosphérique. — **Mauchly** (S.-J.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 161-162]. — Il s'agit

d'observations faites dans l'océan Pacifique, dans l'océan Atlantique et dans l'océan Indien. Les résultats sont les suivants :

1) Les courbes de variation diurne moyenne ont, pour les trois océans, des formes similaires.

2) La principale composante de la variation consiste en une *onde* de 24 heures.

3) La phase de cette onde diffère d'un point à l'autre de quantités qui correspondent approximativement aux différences entre les longitudes moyennes des points auxquels les observations étaient faites.

Les courbes des océans sont d'autre part très similaires aux courbes terrestres prises aux latitudes élevées, et aussi à beaucoup de courbes terrestres d'hiver prises aux latitudes ordinaires. En tenant compte des différences de temps local, on peut même dire qu'en général il y a accord de phase entre les courbes terrestres et les courbes d'océan. Il faut signaler pourtant qu'en été les courbes terrestres manifestent, outre l'onde de 24 heures, l'existence d'une onde secondaire qui semble apparaître en général à peu près au même temps local dans les différentes stations.

L. Brüninghaus

Champ électrostatique et courant électrique vertical dans l'atmosphère d'après des mesures faites au cours d'ascensions en ballon libre. — **Everling (E.) et Wigand (A.)** [*Ann. der Phys.*, 66 (1921), 261-283]. — L'ancienne méthode de mesures à deux collecteurs a été remplacée par une méthode à un seul collecteur (collecteur à pulvérisation). Ce collecteur (boule de 10 centimètres de diamètre) renferme un liquide conducteur peu congelable (solution de chlorure de sodium additionnée d'alcool) que l'on peut faire échapper à l'extérieur au moyen d'un pulvérisateur actionné à distance ; l'appareil, isolé électrostatiquement du ballon, est fixé à l'un des coins inférieurs de la nacelle.

Un électromètre à deux fils de Wulf permet de mesurer la différence de potentiel V entre le collecteur et le ballon. Le champ électrostatique $\frac{dV}{dh}$ s'obtient en multipliant la valeur de V par un coefficient mesuré à l'avance en plaçant le ballon dans un champ connu.

Quatre ascensions ont été effectuées ; deux de ces ascensions, 4 août 1913 et 9 septembre 1913, faites par très beau temps, ont fourni des nombres concordants. La hauteur atteinte a été de 9 kilomètres. Le champ électrostatique qui a pour valeur 25 V : m à une altitude de 2 km, décroît rapidement jusqu'à 6,5 km (8 V : m), puis plus lentement jusqu'à 9 km où il possède encore une valeur de 4 V : m. Le champ nul ne semble devoir être atteint qu'à une altitude plus élevée. Pendant les ascensions l'étude du champ au voisinage du sol avait fourni, le 4 août, 165 V : m ; le 9 septembre, 240 V : m. Les conditions atmosphériques (tendance à l'orage, stratification de l'atmosphère...) semblent influer notablement sur les valeurs données ci-dessus.

Au cours des mêmes ascensions on a également mesuré la valeur, aux diverses altitudes, du courant électrique vertical i correspondant au déplacement vertical des ions + et — de l'air sous l'influence du champ ($i = \frac{dV}{dh} \times$ conductibilité de l'air). La conductibilité de l'air était obtenue par mesure de la perte de charge d'un condensateur. De l'ensemble des valeurs obtenues il semble résulter que i diminue de façon continue lorsqu'on s'élève dans l'atmosphère. En réalité il se produit à toutes les hauteurs d'importantes fluctuations qui gênent les mesures.

G. Ribaud.

Quelques expériences sur la radiation pénétrante qui existe dans l'atmosphère. — Marsden (E.) [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, **27** (1922), 101-104]. — Il est question dans cette note des résultats obtenus par l'auteur en mesurant l'ionisation produite par la radiation pénétrante, dans un récipient clos. Les mesures ont été faites sur le Mont Ruapehu (latitude 39° 25' sud; longitude 175°6' est; altitude 2800 mètres).

L'auteur rappelle que, d'après Kolhörster, l'ionisation en vase clos à 2800 mètres est plus grande de 4 ions par centimètre cube qu'au niveau de la mer. Les expériences de Kolhörster ont été faites dans un récipient en zinc rempli d'air.

Marsden a choisi comme gaz à ioniser le gaz sulfureux SO^2, car l'ionisation par les rayons γ est plus grande avec les gaz dont les molécules sont formées d'éléments à poids atomiques élevés, qu'avec l'air. Dans le cas du gaz SO^2, elle est pratiquement doublée. En outre, pour choisir la nature du métal qui doit former les parois du récipient, l'auteur s'est servi de ce fait que l'ionisation due aux rayons γ croît avec le poids atomique de la substance qui forme les parois ; elle est, par exemple, deux fois plus grande dans un récipient en plomb que dans un récipient en laiton. Malheureusement quand on prend du plomb, on est gêné par des impuretés radioactives dues à la présence de son isotope le RaD. Aussi faut-il employer du vieux plomb.

Des expériences préliminaires faites en utilisant le rayonnement de sels de radium ont permis à l'auteur de vérifier ces conclusions.

En définitive, pour effectuer ses mesures, Marsden emploie des récipients doublés de vieux plomb, remplis de gaz sulfureux ; les mesures étaient faites avec un électroscope Wilson. Voici par exemple les résultats obtenus le 24 janvier 1922.

ALTITUDE	NOMBRE D'IONS PAR CENTIMÈTRE CUBE	
	avec un récipient doublé de plomb.	avec un récipient de laiton.
1 200mètres (avant l'ascension).............	18	11
2 880 mètres (sommet du mont).............	19	11,5
1 200 mètres (après l'ascension).............	18	11,5

Ces résultats montrent que l'ionisation est la même (à un ion près) aux altitudes de 1 200 et 2 800 mètres. Il semble donc que si les résultats de Kolhörster sont dus à la radiation pénétrante, ils devraient être d'environ 15 ions par centimètre cube et non 4.

L'auteur fait d'ailleurs remarquer, en terminant, qu'en janvier et février 1921, à l'observatoire Apia, à Samoa, les variations de l'ionisation mesurée dans des conditions analogues aux précédentes, atteignaient 30 p. 100 de leur valeur moyenne ; ces variations, très irrégulières d'un jour à l'autre, ne paraissaient pas liées d'une manière simple à celles des éléments météorologiques.

G. Reboul.

Série d'observations de la radiation pénétrante à Wanikoï. — Kolhörster (W.) [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 379-395]. — Observations faites de 1916 à 1918 à la station météorologique de campagne de Wanikoï (rive asiatique du Bos-

phore). Tableaux et courbes montrant la variation annuelle et la variation diurne, et discussion de l'influence de la pression, de la température et des précipitations.
G. BRUHAT.

Le groupe de taches solaires et les perturbations magnétiques du 8 au 21 mai 1921. — Gortie (A.-L.) [*Month. Not. R. A. S.*, 81 (1921), 515-520]. — Ce groupe de taches a donné naissance à l'orage magnétique le plus long qui ait été observé depuis 1882. — J. BOSLER.

Eclair en boule. — Cleland (J.-B.) [*Nat.*, 110 (1922), 40]. — Description du phénomène, observé à Sydney au cours d'un violent orage, le 13 janvier 1920.
L. BRÜNINGHAUS.

Observation sur les décharges dites « globulaires ». — Amaduzzi (L.) [*Nuov. Cim.*, 23 (1922), 175-189]. — Ce type de décharge, ainsi nommé à cause de son analogie avec certaines manifestations de la foudre, fut étudié par Righi en 1891. Il se produit quand on décharge à travers certains gaz, dans des conditions convenables, un condensateur de grande capacité. Une luminosité naît à l'électrode positive, croît en volume, se détache et chemine avec une lenteur relative jusqu'à la cathode qu'elle n'atteint jamais. Elle s'arrête à quelque distance et disparaît tout d'un coup. Pour observer cet aspect globulaire il faut une raréfaction du gaz assez grande, une énorme résistance du circuit de décharge et une très grande capacité du condensateur. L'auteur utilise 108 grandes jarres (2 batteries de 54, groupées en tension ou en quantité) qu'il charge avec une machine de Holtz à 4 disques. Le circuit extérieur comprend un éclateur, un tube d'eau distillée fréquemment renouvelée permettant d'introduire une résistance variable et le tube à électrodes contenant le gaz plus ou moins raréfié. A noter qu'il est difficile d'obtenir la décharge globulaire si l'on place le tube à vide entre l'eau et l'éclateur.

L'auteur expose des expériences qualitatives sur l'influence de la température, de la substitution d'une bobine d'induction à la machine électrostatique, etc.

Quand on pousse le vide dans le tube à gaz, depuis la pression normale jusqu'au millimètre de mercure, la décharge globulaire se produit entre la phase des étincelles jaillissant d'une électrode à l'autre en s'appuyant sur la paroi intérieure du tube et la phase où apparaît la colonne positive, l'espace obscur de Faraday, et la lueur cathodique. — R. CHEVALLIER.

Influence des matières conductrices de l'électricité contenues dans la croûte terrestre, sur divers phénomènes du magnétisme terrestre. — Chapman (S.) et Whitehead (T.-T.) [*Trans. Camb. Phil. Soc.*, 22 (1922), 463-482]. — Dans la première partie, les auteurs établissent les équations auxquelles doivent satisfaire les phénomènes d'induction dont la croûte terrestre est le siège : 1° dans le cas où la terre aurait une conductibilité et une perméabilité uniformes ; 2° dans celui où elle serait formée d'une couche superficielle conductrice séparée d'un noyau central également conducteur par une couche de matériaux isolants. Ils en déduisent l'expression mathématique du gradient du potentiel électrique qui donne naissance aux courants telluriques.

La seconde partie contient un certain nombre d'applications. On y étudie l'influence de la perméabilité du noyau, l'action des océans et de l'humidité des couches superficielles. Les valeurs moyennes de la conductibilité terrestre obtenues en appliquant les formules théoriques aux résultats fournis par l'observation des orages magnétiques d'une part, et des variations des éléments magnétiques

d'autre part, sont assez concordantes. Elles sont respectivement de $4{,}2.10^{-13}$ et de $3{,}65.10^{-13}$. La variation diurne des courants telluriques calculée d'après celle des éléments magnétiques est comparable à celle que Weinstein a déduite de l'observation. En ce qui concerne les courants telluriques accompagnant les orages magnétiques, le calcul montre que des variations de la composante verticale dont la période est de 1/2 heure devraient avoir une amplitude de 100 γ pour produire une différence de potentiel égale à 0,5 V entre deux points distants d'un mille. Pour donner le même résultat, les oscillations de la composante horizontale devraient avoir une amplitude de l'ordre de 900 γ. — C.-E. Brazier.

Les charges électrostatiques de la terre et du soleil et leur relation avec le magnétisme terrestre. — Sanford (F.) [*Phys. Rev.*, 17 (1921), 243-245]. — Si le champ magnétique terrestre est dû à la rotation des charges électriques terrestres, leur variation doit concorder avec celle du champ magnétique. L'onde électrostatique diurne s'accompagne d'une onde magnétique diurne.

M. Courtines.

Résultats de recherches récentes sur les courants telluriques, et leur relation avec l'activité solaire, le magnétisme terrestre et l'électricité atmosphérique. — Bauer (L.-A.) [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, 27 (1922), 1-34]. — L'auteur s'est servi pour cette étude, des mesures effectuées à l'observatoire de l'Ebre à Tortosa (Espagne). Le courant tellurique résultant circule approximativement en moyenne dans la direction : pôle magnétique N — S. S. E.

En ce qui concerne les variations du gradient de potentiel de ces courants, et celles du magnétisme terrestre, on est amené à penser que ces deux séries de variations peuvent être attribuées plus ou moins à des causes communes.

La variation diurne des courants telluriques, observée à l'observatoire de l'Ebre, sur des lignes d'un kilomètre seulement, est remarquablement la même que celle trouvée à Berlin avec des lignes télégraphiques de 162 à 262 kilomètres. Dans les deux séries de mesure, la variation diurne de la composante suivant le méridien est plus accentuée que celle de la composante suivant le parallèle de latitude. Le courant tellurique N. S. peut être le résultat de l'induction causée par la fluctuation pendant le jour, de la composante W. E. du magnétisme terrestre. On peut s'attendre à un accord exact entre les variations magnétiques et celles des courants telluriques puisque, fait remarquer l'auteur, la variation diurne du champ terrestre peut s'expliquer d'une part par des courants aériens et de l'autre par des courants telluriques. Il faudrait de plus connaître à l'intérieur de la terre la distribution des courants telluriques et la façon dont varie la conductibilité dans la croûte terrestre avec différents facteurs.

Les diagrammes de vecteurs horizontaux, tracés à la fois pour les composantes magnétiques et telluriques, varient durant une période de taches solaires dans la même proportion.

La variation diurne extrême des courants telluriques à Tortosa atteint sa valeur la plus élevée pendant les mois équinoxiaux, et la plus faible pendant les mois solsticiaux, de même que pour l'électricité atmosphérique, les aurores polaires et les perturbations magnétiques ; les courbes sont frappantes, surtout pour ces trois derniers phénomènes.

Durant une période de taches solaires, le gradient de potentiel tellurique diminue dans la direction normale du courant, celui du champ électrique atmosphérique

augmente avec le nombre des taches. Les écarts diurnes des deux augmentent avec le nombre des taches.

Une onde de six heures similaire existe dans le cas de l'électricité atmosphérique, des courants telluriques et du magnétisme terrestre. Pour le premier phénomène, les développements en série de Fourier ont été établis à l'aide des moyennes annuelles s'étendant entre 1910 et 1920 obtenues à l'observatoire de l'Ebre. — Ed. Salles.

Nouvelles relations entre le magnétisme terrestre, l'électricité terrestre et l'activité solaire. — **Bauer (L.-A.)** [*Journ. Wash. Acad. Sc.*, **11** (1921), 399-400]. — Non seulement il existe une relation entre l'activité des taches solaires, les perturbations du champ magnétique terrestre, les courants telluriques et les aurores polaires, mais encore ces quatre classes de phénomènes naturels, sont liés à une autre classe de phénomènes naturels, les phénomènes électriques de l'atmosphère. Les traits essentiels de ces liaisons sont les suivants : 1° l'intensité moyenne du champ magnétique terrestre, comme la force des courants telluriques normaux, diminue tandis que l'activité solaire augmente ; 2° le champ atmosphérique terrestre croît lorsque l'activité solaire croît, variant de 20 pour 100 lorsque l'activité solaire passe de son minimum à son maximum. La conductibilité de l'atmosphère varie peu pendant le cycle des taches solaires. Le courant électrique vertical de l'atmosphère croît avec l'activité solaire ; 3° le champ électrique de l'atmosphère présente, simultanément pour les deux hémisphères, un maximum en janvier, un minimum en juillet ; 4° la discussion des observations des taches solaires pour la période 1876-1920 (44 ans) confirme l'existence d'une périodicité annuelle des taches, avec un minimum en janvier (terre au périhélie), et un maximum en juillet (terre à l'aphélie). — J. R.

La surface tachée du soleil, les variations de la composante magnétique horizontale et les perturbations du magnétisme terrestre. — **Cortie (A.-L.)** [*Obs.*, 45 (1922), 84]. — A.-L. Cortie donne ici, pour les différents mois de 1921, l'amplitude moyenne journalière de la variation diurne et le nombre de jours troublés, avec en regard l'aire moyenne de la surface tachée du Soleil. A signaler : une série d'orages magnétiques de très grande violence du 13 au 16 mai 1921. — J. Bosler.

Les perturbations du magnétisme terrestre. — **Lévine (J.)** [*La Nat.*, (1922), 394-398]. — Article de vulgarisation. — Ed. Salles.

La période de 27 jours dans le magnétisme terrestre. — **Chree (C.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 368-391]. — Etude de la déclinaison, de 1858 à 1920, d'une année à l'autre et d'une saison à l'autre. — A. Foch.

La perturbation magnétique du 24-25 mars. — **Cortie (A.-L.)** [*Nat.*, **111** (1923), 534]. — Description de la perturbation. — L. Brüninghaus.

Sur une forme particulière de perturbations magnétiques. — **Steiner (L.)** [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, 26 (1921), 1-14]. — Les jours magnétiquement calmes ou légèrement perturbés, on trouve de faibles perturbations d'une période de deux heures en moyenne, dont la caractéristique est une variation croissante ou décroissante de la composante horizontale, avec production d'un maximum ou d'un minimum puis retour à la normale ; la composante verticale commence à varier

20 ou 25 minutes après le début de la première perturbation. L'auteur divise ces perturbations en deux catégories, suivant que ΔH est + ou —.

On trouve pour la première catégorie une onde double annuelle, avec maximum au printemps et en automne. La deuxième catégorie se représente par une onde simple avec maximum en hiver. Si l'on considère ces perturbations en bloc, et que l'on cherche s'il existe une période diurne, on voit qu'elles apparaissent plus fréquentes entre 9 heures du soir et 3 heures du matin (temps moyen d'Ogyalla), pendant le reste du jour elles sont relativement plus rares.

Quand on cherche à tracer le vecteur permettant de se rendre compte de la direction de la perturbation, on remarque que pour la première catégorie, le vecteur horizontal tourne le soir et pendant les premières heures de la nuit, dans le sens inverse des aiguilles d'une montre et dans le même sens après minuit. Dans le cas de la seconde catégorie la force perturbatrice horizontale tourne en sens inverse des mêmes aiguilles pendant les heures du début de la journée, et dans le même sens pendant celles du matin ; quant à la force perturbatrice verticale, son mouvement a lieu dans le même sens que les aiguilles, de 4 heures du matin à 6 heures après midi.

L'auteur est d'avis qu'il y a analogie entre ces perturbations et les orages polaires positifs et négatifs de Birkeland. — Ed. Salles.

Etat magnétique de basaltes arctiques. — **Mercanton (P.-L.)** [*C. R.*, 174 (1922), 1117]. — L'étude de l'aimantation permanente des roches éruptives présente un grand intérêt pour l'histoire du champ magnétique terrestre. L'examen de deux séries de basaltes arctiques d'âges très différents montre que de l'époque tertiaire à l'époque moderne l'inclinaison magnétique terrestre a changé de sens dans les régions boréales. — A. Blanc.

Rapport du directeur de la division de magnétisme terrestre. — **Bauer (L.-A.)** [*Carnegie Inst. Wash.*, 20 (1921), 307-357]. — L'auteur rappelle l'intérêt qui s'attache à l'enregistrement des courants telluriques et l'utilité théorique et pratique que présente leur étude systématique. Il donne quelques détails sur la fin de la sixième croisière du Carnegie commencée le 9 octobre 1919 et terminée le 10 novembre 1921, après un parcours total de 64044 milles marins. Suit le résumé des divers travaux effectués par le personnel de la Division de Magnétisme terrestre de l'Institution Carnegie pendant l'année 1921 accompagné d'extraits des différents mémoires dans lesquels les résultats obtenus ont été exposés et qui ont été pour la plupart publiés dans *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. — C.-E. Brazier.

Rapport du directeur de la division de magnétisme terrestre. — **Bauer (L.-A.)** [*Carnegie Inst. Wash.*, 21 (1922), 266-309]. — Aperçu général sur les travaux de la division de magnétisme terrestre de l'institution Carnegie pendant l'année 1922 suivi d'extraits et d'analyses des mémoires publiés dans divers périodiques, par les membres de la division. — C.-E. Brazier.

Rapport général du Congrès de magnétisme et d'électricité terrestres. — **Bauer (L.-A.)** [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, 27 (1922), 89-100]. — Le second Congrès triennal de l'Union internationale astronomique et de l'Union internationale de géodésie et de géophysique, qui s'était réuni à Bruxelles en 1919 sous les auspices du Conseil international des recherches, s'est tenu à Rome, dans les locaux de l'Académie de Lyncei, du 2 au 10 mai 1922. Environ 300 délégués ou

invités ont pris part à ce Congrès. Le présent rapport s'occupe tout spécialement des travaux de la Section de magnétisme et d'électricité terrestres. Cette section était présidée par le Docteur C. Chree (Angleterre).

Les questions soumises à l'étude et à l'attention des Comités étaient les suivantes :

A. *Magnétisme terrestre.* — 1. Instruments, méthodes électriques, détermination des constantes.

2. Observations : méthodes, procédés de réduction, détermination de la valeur de l'échelle.

3. Magnétographes.

4. Caractérisation des jours et de l'activité magnétique.

5. Relevé des courbes.

6. Moyennes annuelles et variation séculaire.

7. Inégalités diurnes.

8. Copies des courbes.

9. Publications.

10. Réseaux magnétiques.

11. Variation des éléments magnétiques avec l'altitude.

12. Ligne magnétique intégrale et courants électriques aéroterrestres, leur détermination et leur compatibilité.

B. *Electricité terrestre.* — 1. Comment obtenir et publier des données complètes sur le gradient du potentiel, les courants aéroterrestres, la conductibilité et le nombre d'ions atmosphériques.

2. Observations des phénomènes électriques dans les couches supérieures de l'atmosphère.

3. Aurores boréales.

4. Courants telluriques.

5. Rapports entre l'activité solaire et les phénomènes magnétiques et électriques observés à la surface de la terre.

En se séparant, la section a émis une vingtaine de vœux relatifs à la création ou l'organisation de centres d'observation. Par exemple dans leur vœu n° 16 les congressistes demandent qu'il y ait dans chaque pays au moins un observatoire faisant des observations systématiques d'électricité atmosphérique, spécialement de gradient du potentiel, courant air-terre, conductibilité électrique et nombre d'ions, de telle façon que ces observations soient comparables aux observations semblables faites dans les autres pays. — G. Reboul.

Périodicité de l'activité du magnétisme terrestre. — Chree (C.) [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, 27 (1922), 123-125]. — Sous forme de lettre à l'éditeur, C. Chree présente quelques critiques à un article de G. Angenheister sur la période de 27 jours que l'on trouve dans les perturbations magnétiques. Quelques unes des conclusions de Angenheister concordent avec celles de Chree, il y a discordance sur quelques autres que Chree considère comme contredites par les faits.

L'auteur reprend donc page à page l'article qu'il critique et compare les tableaux de résultats aux conclusions d'Angenheister. — G. Reboul.

Les travaux magnétiques de l'Institution Carnegie. — Chree (C.) [*Nat.*, 110 (1922), 94-95]. — Cette note est une analyse du volume IV publié par le Département du magnétisme terrestre de l'Institution Carnegie. Ce volume avait pour but de réunir les résultats des observations terrestres faites par les membres

de ce Département de 1914 à 1920. On y trouve le détail des stations nouvellement créées, des instruments employés, et enfin des résultats obtenus. Les principaux de ces résultats ont déjà été indiqués ici dans de précédentes analyses.

L. Brüninghaus.

Sur le déplacement du pôle nord magnétique terrestre, par rapport au pôle nord géographique. — Sanford (F.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 547-548]. — Si le champ magnétique primaire de la terre est dû à la rotation de sa charge négative, l'axe magnétique de la terre doit coïncider approximativement avec son axe géographique. Un caractère propre aux courants telluriques qui ont été observés est que les électrons s'y déplacent autour de la terre dans la direction du mouvement apparent du soleil. L'effet de ce courant induit autour de la terre est d'affaiblir le champ magnétique primaire.

Puisque l'eau de la mer conduit mieux l'électricité que ne le font les matériaux solides de la terre, ces courants induits prendront une route aquatique de préférence à une route terrestre. Le chemin aquatique le plus voisin de la continuité dans la direction est-ouest autour de la terre passe à environ 15° au nord de l'équateur du côté américain, et à environ la même distance angulaire au sud de l'équateur du côté asiatique. Les courants suivant cette route induiront un champ magnétique opposé au champ primaire, et avec son pôle nord sur le côté asiatique du pôle géographique. Le pôle nord résultant sera donc déplacé vers le côté américain du pôle géographique. — L. Brüninghaus.

Note sur le champ magnétique terrestre. — Swann (W.-F.-G.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 140-141]. — Lamb a montré que si la conductibilité de la matière de l'intérieur de la terre était égale à celle du cuivre, un système de courants de nature à rendre compte du champ magnétique terrestre, une fois établi, mettrait 10 millions d'années pour descendre à une valeur égale à $1/e$ de la valeur initiale, même en l'absence de toute force électromotrice. Ce résultat est dû à la très grande influence de la self-induction dans le cas d'un corps ayant les dimensions de la terre.

Dans la présente note, on montre que si la terre avait été à un instant donné transformée en un aimant permanent, et si ce magnétisme permanent était soudain détruit, les courants induits qui s'établiraient en conséquence de cette destruction entretiendraient le champ magnétique initial dans une telle proportion que, pour une conductibilité égale à celle du cuivre, plusieurs millions d'années s'écouleraient avant que le champ n'ait pris une valeur égale à $1/e$ de la valeur initiale.

Un développement ultérieur de cette idée montre que si le magnétisme terrestre est représenté comme dû à la superposition de deux aimantations uniformes, l'une parallèle, et l'autre perpendiculaire à l'axe géographique, et si la rotation séculaire du pôle est considérée comme due à une rotation uniforme de l'aimantation nommée en deuxième lieu, à raison d'une rotation en 500 ans, alors on serait conduit à admettre pour la conductibilité de l'intérieur de la terre une valeur limitée, sans quoi les courants induits résultant de la rotation de l'aimantation seraient beaucoup trop considérables pour que cette rotation soit possible. La conductibilité limitée en question serait d'un ordre de grandeur certainement inférieur à 2.10^{-4} de celle du cuivre. — L. Brüninghaus.

Nouveaux résultats relatifs à la circulation du champ magnétique terrestre. — Bauer (L.-A.) et Peters (W.-J.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 428-429]. — Le premier de ces auteurs a déjà signalé l'existence possible de courants électri-

ques verticaux traversant la surface de la terre. Le présent travail réunit les résultats complémentaires relatifs à la même question, et qui proviennent de récents calculs de la circulation magnétique le long de circuits effectués sur mer par le « Carnegie », ou accomplis par des expéditions terrestres organisées par le Département du magnétisme terrestre.

Un circuit effectué, en 1914, au nord de l'Océan Atlantique et qui embrasse une aire de 4 441 176 km² a fourni une circulation correspondant à l'existence de courants d'électricité positive traversant verticalement et de haut en bas la surface de la terre, et dont l'intensité moyenne serait de 1/20 A : km². On peut rappeler qu'il résulte d'un autre ensemble de mesures magnétiques que la circulation autour des Etats-Unis correspond à une intensité moyenne de courant, orienté comme précédemment, d'environ 1/30 A : km². Ces résultats sont concordants. D'autre part, si les courants électriques verticaux qui traversent l'atmosphère concordent qualitativement avec les données précédentes, il y a pourtant un désaccord quantitatif prononcé : les courants atmosphériques ont une intensité qui n'est qu'environ la 1/10000 partie de ceux que fournissent les mesures magnétiques.

L. Brüninghaus.

Sur la variation séculaire de la déclinaison magnétique à Ekaterinburg et en Sibérie. — **Abels** (R.) [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, 27 (1922), 119-120]. — Se basant sur les observations magnétiques faites par Smirnew en 1900, 1901 et 1909, et sur celles qu'il a faites lui-même en 1916, l'auteur a montré qu'en Sibérie, la déclinaison magnétique a passé récemment par un maximum vers l'Est et qu'elle a commencé son mouvement de retour vers l'Ouest.

A Ekaterinburg, depuis 1761, époque à laquelle fut faite la première détermination, jusqu'en 1916, le pôle nord de l'aiguille magnétique s'est déplacé constamment vers l'Est, la variation annuelle de la déclinaison étant d'environ 4 minutes : en 1761 la valeur de la déclinaison était 0°50′ Est, en 1916 elle était 11°03′8 Est. Pour l'année 1917, sa valeur moyenne était d'environ 11°03′7 Est et en 1918 11° 03′4 Est. De 1916 à 1917 la déclinaison est donc restée stationnaire, de 1917 à 1918 elle a décru de 0′3. En 1919, elle était 11° 02′8; en 1920, 11° 01′9 et en 1921, 11° 01′5.

Ce mouvement de retour de l'aiguille vers l'Ouest avait d'ailleurs commencé en Sibérie avant 1916. En utilisant des observations faites par Smirnow, l'auteur montre que pendant la période qui s'étend de 1901 à 1916, la déclinaison magnétique croissait vers l'Est, mais avec des vitesses variables : dans l'Ouest de la Sibérie cette augmentation était plus rapide que dans l'Est; et même, à Mariinsk, la décroissance de la déclinaison vers l'Ouest avait commencé dès 1909. En interpolant, il est facile de trouver le point exact où, à cette date, la déclinaison avait atteint sa valeur maxima vers l'Est ; ainsi en 1909 ce point était situé à 55°8 de latitude Nord et 82°9 de longitude Est (Greenwich).

En 1905 le point correspondant à ce maximum était donné par 54°6 latitude Nord et 97°2 longitude Est ; en 1909, il était à 55°8 de latitude Nord et 82°9 de longitude Est ; enfin, en 1917, il était placé à 56°8 latitude Nord et 60°6 longitude Est.

Les points où la déclinaison a atteint sa valeur maximum se déplacent donc graduellement de l'Est vers l'Ouest ; de 1905 à 1917 la vitesse annuelle de ce déplacement est d'environ 3 degrés de longitude.

En conséquence il paraît hors de doute que la déclinaison en Europe commencera bientôt à décroître vers l'Ouest, comme elle le fait actuellement dans les régions qui s'étendent d'Irkoutsk à Ekaterinburg. — G. Reboul.

Variation séculaire du magnétisme terrestre en Sibérie. — **Weinberg (B)** [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, **26** (1921), 131-133]. — Dans un mémoire antérieur [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, **24** (1919), 65-86], l'auteur a publié des tableaux donnant les corrections nécessaires pour réduire à l'intervalle 1900-1910 les observations faites en Sibérie de la déclinaison, de l'inclinaison et de la composante horizontale. Ces valeurs permettaient de calculer la variation séculaire pour ces trois éléments, en comparant les valeurs réduites à celles trouvées en des points peu distants de ceux où les premières observations avaient été exécutées. Les tableaux donnés dans le présent mémoire peuvent être considérés, comme une seconde approximation basée sur l'étude comparative de toutes les observations magnétiques faites en Sibérie. — Ed. Salles.

Recherches sur les perturbations magnétiques locales à Port Snettisham, Alaska. — **Heck (H.-N.)** [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, **27** (1922) 169-171]. — Recherches faites par l'United States Coast and Geodetic Survey, dans cette localité très perturbée. Les observations ont été faites dans 34 stations terrestres, et en 111 points sur mer. Des courbes ont été tracées représentant les écarts de la déclinaison aux valeurs normales. — Ed. Salles.

Un galvanomètre des sinus pour la mesure en valeur absolue de la composante horizontale du champ magnétique terrestre. — **Barnett (S.-J.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 425-427]. — Description de l'appareil, qui est construit en utilisant toutes les ressources de la technique la plus perfectionnée. On donne en outre des détails circonstanciés sur la théorie de l'instrument, les méthodes de réglage et d'emploi, le calcul de l'erreur commise dans l'évaluation de la constante des bobines, provenant des imperfections de construction, et des autres erreurs qui s'introduisent dans la mesure de la composante horizontale. On montre que les erreurs de lecture sur le cercle et sur l'échelle, lorsqu'on se sert d'angles assez grands, et l'erreur commise sur la constante des bobines sont tout à fait négligeables ; et que la seule autre erreur dont il est nécessaire de tenir compte, à savoir celle qui s'introduit dans la mesure de l'intensité du courant qui traverse les bobines, peut aussi être rendue entièrement négligeable. En conséquence, on peut, avec cet appareil, déterminer l'intensité horizontale du champ magnétique terrestre avec une erreur inférieure à 10^{-4}, qui est la précision désirée.

Avec cet instrument il est possible de faire plusieurs déterminations complètes de la composante horizontale en une minute ; tandis que la méthode du magnétomètre exige au moins une demi heure à une heure. — L. Brüninghaus.

Résultats de la comparaison de plusieurs instruments pour la mesure des éléments magnétiques terrestres. — **Bauer (L.-A.) et Fleming (J.-A.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 427-428]. — Comparaisons d'instruments faites pendant la période 1905-1921 par le Département de Magnétisme Terrestre de l'Institution Carnegie de Washington. Parmi ces comparaisons, la plus intéressante est celle faite récemment entre le magnétomètre étalon précédemment adopté par ce Département, et le galvanomètre des sinus construit par Barnett, dont il est question dans l'analyse précédente. Les résultats des comparaisons entre les deux instruments ont fourni un accord satisfaisant entre les valeurs de la composante horizontale obtenues au moyen de deux méthodes indépendantes.

L. Brüninghaus,

Boules de feu météoriques. — [*Nat.*, **109** (1922), 318]. Description de météores divers. — L. Brüninghaus.

ASTROPHYSIQUE

Un obstacle à l'emploi des horizons artificiels à la mer. — Russell (H.-N.) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 417-420]. — Durant une traversée d'Amérique en Angleterre, H.-N. Russell a étudié la question des appareils permettant de substituer un horizon artificiel à l'horizon naturel dans les observations faites au sextant. Il arrive, en effet souvent que le soleil ou les étoiles soient visibles, alors que la brume empêche de voir l'horizon. Bien des dispositifs d'horizon artificiel ont été imaginés, mais, chose curieuse, ces instruments, qui donnent généralement de bons résultats à terre ou à bord d'aéroplanes, ne fournissent à la mer qu'une précision illusoire. H.-N. Russell en a cherché la raison : celle-ci tient à ce que l'accélération due au roulis et au tangage suffit à altérer la direction apparente de la pesanteur d'une façon très appréciable et difficile à corriger. L'auteur termine par quelques considérations sur la voie dans laquelle, selon lui, les recherches devraient être dirigées afin de pallier à cet inconvénient.
J. BOSLER.

Le montage et l'étude des objectifs astronomiques. — Jones (A.-S.) [*Obs.*, **45** (1922), 88]. — Notice bibliographique concernant un ouvrage anglais de ce titre et dû à H. Dennis Taylor, de la maison T. Cooke and Sons. L'ouvrage, de caractère pratique, traite des différents défauts des objectifs, de la manière de les mettre en évidence et de celle de les corriger lorsque cela est possible. — J. BOSLER.

La projection de la lumière des étoiles doubles périodiques et les oscillations des raies spectrales. — Sagnac (G.) [*C. R.*, **174** (1922), 376]. — Certaines étoiles doubles présentent des variations d'éclat très dissymétriques que la théorie des éclipses explique difficilement : la durée du passage du minimum d'éclat au maximum est beaucoup plus courte que celle du retour au minimum suivant. Or le maximum d'éclat coïncide à peu près avec la plus grande valeur du déplacement $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ des raies spectrales, c'est-à-dire, conformément au principe Döppler-Fizeau, avec le maximum de la vitesse radiale totale dirigée soit vers nous, soit à l'opposé. Les écarts sont attribués par l'auteur à ce que la concentration de l'énergie en un maximum d'éclat est un effet complexe de la projection de l'énergie issue de l'étoile à chaque instant avec la vitesse de la lumière augmentée de la vitesse radiale ; les éléments d'énergie émis successivement quand la vitesse radiale augmente, l'étoile venant vers nous, se resserrent en avant et peuvent se superposer ou même se dépasser. — A. BLANC.

L'action mutuelle des images photographiques. — Ross (F.-E.) [*Obs.*, **44** (1921), 339]. — Lorsqu'on doit mesurer, sur un cliché, la distance de deux images très voisines, il se produit, dans la gélatine et dans la disposition des grains d'argent réduit, de très légères déformations ou irrégularités, variables avec le développement, et que l'on croit souvent négligeables. Elles ne le sont pas toujours : F.-E. Ross étudie ces effets dont l'importance, dans les travaux de haute précision, n'a pas besoin d'être soulignée. — J. BOSLER.

L'action réciproque des images photographiques adjacentes. — Ross (F.-E.) [*Astroph. Journ.*, **53** (1921), 349-374]. — Quand on veut déduire la distance angulaire de deux étoiles ou de deux raies spectrales de la distance de leurs images photograpiques, il importe de savoir si, dans tous les cas, les distances mesurées correspondent exactement à celles que donnerait le calcul. Certains observateurs

(Kostinsky, Lau) ont trouvé que les images photographiques d'étoiles très voisines sont plus écartées l'une de l'autre qu'elles ne devraient l'être, d'autres (Turner, Bellamy) que ces images sont trop rapprochées l'une de l'autre, d'autres enfin (Mitchell et Olivier) qu'elles sont bien à la place qui convient. Les mesures de distance entre des raies spectrales très voisines ont également montré que ces images paraissent tantôt avoir été attirées l'une vers l'autre (Goos), tantôt repoussées l'une par l'autre (Rowland). La diversité de ces résultats provient de ce que le phénomène de l'action mutuelle des images photographiques dépend de plusieurs facteurs différents. Pour l'analyser il faut séparer l'action de ces facteurs et distinguer le cas où l'on a affaire à des images brillantes sur fond sombre de celui où l'on a des images sombres sur fond brillant.

Dans le cas des images d'étoiles ou de raies spectrales brillantes, l'écart entre la distance des centres de deux images et leur distance normale dépend de trois effets.

1° *l'effet de turbidité.* — Cet effet provient de ce que la lumière de l'une des images se diffuse dans le milieu trouble qu'est l'émulsion sensible et vient renforcer les portions de l'autre image les plus voisines d'elle. Il en résulte un rapprochement des centres géométriques des deux images. Cette attraction apparente est d'ailleurs pratiquement négligeable, sauf quand il s'agit de très petites images très voisines l'une de l'autre. Si l'on désigne par m l'accroissement en microns du diamètre d'une image stellaire ou de la largeur d'une raie spectrale qui correspond à un accroissement de la durée de la pose égale à cette durée elle-même, le rapprochement δ des centres de deux images voisines dont les bords adjacents sont séparés par la distance r est donné par le tableau suivant.

$\frac{m}{r}$	10 μ	15 μ	20 μ	25 μ	30 μ
0,000 mm	5,0	7,5	10,0	12,5	15,0
0,010 —	1,6	3,6	5,8	8,1	10,6
0,020 —	0,4	1,6	3,2	5,0	7,3
0,040 —	0,0	0,3	0,9	1,8	3,2
0,080 —	0,0	0,0	0,1	0,2	0,5

Dans la pratique la valeur de m est comprise en effet entre 10 μ (images très fines) et 30 μ (images diffuses).

2° *l'effet de gélatine.* — Cet effet provient des déplacements de la gélatine dans laquelle les images sont imprimées, effets qui sont dus eux-mêmes à ce que les parties impressionnées de la plaque photographique sèchent plus rapidement que les parties non impressionnées ou surexposées. Il produit comme le précédent un rapprochement du centre des images. On le mesure par la différence dans la séparation des images sur la plaque sèche et sur la plaque humide. Pour des images d'étoiles normalement fixées et, dont les bords sont distants de moins de 0,1 mm. on trouve que le rapprochement du centre des images est égal en moyenne à 1,6 μ. Cette valeur est la même quel que soit le révélateur employé, sauf avec le pyrométol qui donne un rapprochement de 5,7 μ. Pour les raies spectrales, la grandeur du rapprochement est environ deux fois plus grande. Cet effet n'est modifié que légèrement par la variation de la quantité de sulfite introduite dans le bain de développement ou par l'emploi de substances durcissant la gélatine.

3° *l'effet de révélateur ou effet Kostinsky.* — Cet effet est dû à ce que les produits de la réaction d'où résulte le développement de la plaque tendent à arrêter cette réaction. Ces produits étant plus nombreux dans la région comprise entre les deux

images que sur les bords externes de ces images, les portions extérieures seront mieux développées que les portions adjacentes, de sorte que les centres des images se trouveront écartés l'un de l'autre par rapport à leur position normale.

On mesure la grandeur de l'effet Kostinsky en mesurant la distance des centres des images sur la plaque encore humide. On trouve ainsi qu'il varie légèrement avec le révélateur employé, qu'il est plus grand pour le pyrométol que pour le métol hydroquinone. Il devient surtout important quand, par suite de l'accroissement du temps de pose, la distance des bords adjacents des images devient inférieure à 0,05 mm environ. Dans une des expériences faites par l'auteur, la distance des centres de deux images était de 0,413 mm quand, la pose étant de 1s, leur diamètre était de 0,350 mm et la distance de leurs bords adjacents 0,068 mm ; quand la pose dura 120 s, le diamètre étant devenu 0,396mm et la distance des bords voisins 0,032 mm, la distance des centres atteignit 0,428 mm, ce qui correspond à un écartement de 15 μ.

Il résulte de là, qu'au total on doit observer dans les images surexposées un effet de répulsion très marquée des centres des images, tandis que dans les images posées normalement les centres des images doivent paraître attirés l'un vers l'autre et rapprochés de 2 à 3 μ. Pour réduire au minimum l'erreur qui provient de ces effets sur les mesures des distances de deux images voisines, il faut faire des poses aussi courtes que possible. Mais le phénomène est tellement complexe qu'il peut être impossible d'éliminer complètement cette erreur.

Dans le cas des raies d'absorption, l'effet de gélatine cause une répulsion du centre des images, aussi bien que l'effet Kostinsky, mais en plus de l'attraction mutuelle de ces centres due à l'effet de turbidité il y a un autre effet d'attraction qui provient de la différence de finesse des bords intérieurs et extérieurs des images. Les images doivent être mieux définies sur leurs bords adjacents que sur leurs bords extérieurs, et c'est ce qui produit l'apparence d'une attraction réciproque des centres des images. En général, l'effet résultant est une attraction de l'ordre de 1 μ pour les images posées normalement, mais plus grande pour les plaques surexposées. — F. Croze.

Influence mutuelle des raies de Fraunhofer voisines. — Julius (W.-H.) [*Proc. Amst.*, **23** (1922), 1 113-1 118]. — Note extraite d'un mémoire plus étendu paru dans *Astrophysical Journal* [**54** (1921), 92]. — F. Croze.

Influence mutuelle des raies de Fraunhofer. — Julius (W.-H.) [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 92-116]. — L'auteur a développé, depuis 1900, une théorie du spectre solaire, d'après laquelle les raies de Fraunhofer seraient presque entièrement de l'effet la réfraction anomale et de la diffusion. Cette théorie l'a conduit à prévoir que les longueurs d'onde des raies de Fraunhofer au voisinage desquelles se trouvent d'autres raies ne sont pas les mêmes que si ces raies étaient isolées. Tout doit se passer comme si les raies de Fraunhofer voisines se repoussaient mutuellement.

La comparaison directe des mesures des distances des raies de Fraunhofer et de celles des raies des mêmes éléments obtenues dans le laboratoire n'avait pas donné des résultats bien certains. Julius croit trouver la preuve que l'effet prévu par sa théorie existe réellement dans les mesures faites, au Mont Wilson d'une part, à l'observatoire de Kodaikanal d'autre part, sur les raies spectrales du bord et du centre du soleil. Ces mesures montrent que les raies du spectre du bord solaire sont déplacées vers le rouge par rapport aux raies correspondantes du spectre du centre du soleil. Le déplacement, qui dépasse rarement 10 milli-angströms, croît en moyenne avec la longueur d'onde de la raie considérée, il est

plus grand pour les raies d'intensité faible et moyenne que pour les raies plus intenses. D'après la théorie de Julius, ce déplacement, qui n'a reçu encore aucune explication satisfaisante, serait en grande partie, sinon en totalité, un effet de la dispersion anomale, qui, déplaçant toutes les raies vers le rouge, aurait plus souvent l'occasion de s'exercer sur la lumière qui nous vient du bord que sur celle qui nous vient du centre du soleil. Mais si le déplacement est dû à la dispersion anomale, il doit être augmenté pour les raies de Fraunhofer qui ont une compagne du côté violet, diminué pour celles qui ont une compagne du côté rouge.

Pour vérifier ces prévisions de la théorie, Julius a choisi, parmi les 866 raies mesurées au Mont Wilson et à Kodaikanal, 128 raies accompagnées de raies assez voisines pour exercer sur elles une répulsion sensible. La discussion de ces mesures montre que, en moyenne, les 2/5 du déplacement total de chacune de ces raies proviennent de la répulsion qu'exercent sur elles les raies voisines. Julius en conclut que c'est la dispersion anomale qui est le facteur dominant de la distribution de la lumière dans les raies de Fraunhofer, et par suite la cause principale du déplacement vers le rouge des raies du bord solaire par rapport aux raies correspondantes du centre du soleil. Il ajoute que la dispersion anomale doit dès lors être la cause du déplacement vers le rouge des raies du centre du soleil par rapport aux raies correspondantes de l'arc électrique sur la terre, de sorte qu'il n'est pas nécessaire de faire intervenir l'effet de gravitation déduit par Einstein de la théorie de la relativité. — F. Croze.

Expériences relatives à l'entraînement de l'éther, faites à l'observatoire solaire du Mont Wilson. — Miller (D.-C.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 407-408]. — L'interféromètre à circuit lumineux de 224 pieds, employé en 1904 et 1905 par Morley et Miller, a été remonté à l'observatoire du Mont Vilson, et on a fait avec cet appareil des observations en avril et décembre 1921. Dans quelques observations antérieures faites à une certaine altitude, on avait obtenu le petit déplacement des franges d'interférence qui correspondrait à un véritable entraînement de l'éther. La présente série d'observations avait pour objet de déterminer si ce déplacement serait plus grand à environ 5 900 pieds au dessus du niveau de la mer, et si il serait affecté par le changement dans la direction du mouvement de la terre entre les mois d'avril et de novembre. On décida en outre de déterminer si l'effet était dû à des perturbations magnétiques, en se servant d'une base en acier en avril, et d'une base de béton en décembre.

Les résultats indiquent un déplacement défini, périodique, et admettant pour période une demi révolution de l'interféromètre, de l'espèce prévue, mais d'amplitude égale à 0,1 de celle à laquelle on pouvait s'attendre. Ce déplacement est légèrement plus grand que celui obtenu à Cleveland en 1905. Il faut ajouter toutefois que ce déplacement est toujours accompagné par une perturbation, ayant pour période une révolution complète de l'interféromètre, et dont la cause est pour le moment inexpliquée. On ne peut tirer de conclusions finales avant d'avoir éliminé la cause perturbatrice, par de nouvelles expériences. Les observations montrent que l'effet n'est pas dû au magnétisme et que sa grandeur est à peu près la même en avril et en décembre. — L. Brüninghaus.

Recherche sur la constance des longueurs d'onde des raies telluriques et des raies solaires — St-John (C.-E.) et Babcock (H.-D.) [*Astroph. Journ.*, **55** (1922), 36-47]. — 1. En 1915, Pérot a annoncé [*C. R.*, **160** (1915), 543], que la longueur d'onde d'une raie de l'oxygène appartenant au groupe B augmentait de 54 milliangströms du matin jusqu'à midi pour diminuer ensuite jusqu'au soir,

comme si les centres absorbants s'écartaient de la surface de la terre avec une vitesse de 3 kilomètres par seconde. Les raies telluriques étant employées constamment dans les observations solaires comme étalons de longueur d'onde, l'auteur a jugé nécessaire d'étudier systématiquement l'influence sur la longueur d'onde de ces raies de la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon. Les raies qu'il a mesurées sont les raies de l'oxygène des groupes B et α, et les raies de la bande de la vapeur d'eau voisine de $\lambda = 5900$ Å. Il les avait obtenues soit dans le premier ordre du spectrographe à réseau de 75 pieds installé au Mont Wilson, soit dans un étalon interférentiel de 20 mm d'épaisseur. Voici la différence entre la moyenne de l'ensemble des mesures et la moyenne des mesures faites quand le soleil était le plus haut.

	Raies mesurées.	Hauteur maximum du soleil.	Résidus.
Oxygène	Groupe B (Réseau).....	78°,10′	— 0,0010 Å
	Groupe B (Etalon)	75°,40	— 0,0012
	Groupe α	78°,30	+ 0,0016
Vapeur d'eau	....	61°,20	+ 0,0005
	Moyenne..........................		0,0000

Les spectrogrammes et les données accumulées au Mont Wilson depuis 1911 montrent d'ailleurs que les longueurs d'onde des raies telluriques, rapportées tantôt aux raies solaires, tantôt aux raies de l'arc électrique, s'accordent parfaitement entre elles : la différence des valeurs obtenues à partir d'un cliché s'écartent rarement de la moyenne générale de plus de 0,001 Å.

Ce résultat négatif montre qu'il n'existe pas dans l'atmosphère terrestre de courants verticaux de grande vitesse et que les raies telluriques peuvent servir de raies de référence dans les travaux spectroscopiques de la plus haute précision.

2. En 1919, Evershed a annoncé que les raies du spectre du centre du soleil subissent parfois des changements de longueur d'onde de plusieurs milliangströms. Les observations du Mont Wilson montrent au contraire que plus on prend de précautions dans la comparaison des raies du centre du soleil avec les raies étalons de l'arc électrique, plus les écarts des valeurs obtenues à partir des différents spectrogrammes sont petits. Ce résultat montre que dans le soleil les courants de convection radicaux sont remarquablement constants. [Sur ces sujets, voir plus loin, p. 523 D.] — F. Croze.

La longueur d'onde dans les mesures interférométriques en astronomie. — **Anderson (J.-A.)** [*Astroph. Journ.*, 55 (1922), 48-70]. — Ce mémoire a pour objet : 1° d'appeler l'attention sur la nécessité où l'on se trouve de connaître avec précision, dans les mesures interférométriques, la longueur d'onde effective de l'étoile dont on veut déterminer le diamètre ou des composantes d'une étoile double dont on veut mesurer l'écart ; 2° de donner une méthode commode et neuve pour la détermination de cette longueur d'onde effective ; 3° de discuter l'influence de la grandeur et la forme des ouvertures qui limitent les faisceaux interférents.

I. — Si la lumière incidente était de la lumière monochromatique de longueur d'onde λ, et si la largeur des ouvertures, supposées rectangulaires, était petite par rapport à la distance qui les sépare, le diamètre angulaire β d'une étoile serait donné par la formule $\beta = \frac{1,22\,\lambda}{D}$, D étant la plus petite des distances des centres des ouvertures pour lesquelles les franges d'interférence disparaissent; l'écart

angulaire α des deux composantes d'une étoile double serait donné de même par $\alpha = \frac{\lambda}{2D}$. Comme l'erreur probable dans la détermination de D est de l'ordre de 1 p. 100 au moins dans le premier cas, qu'elle est encore plus grande dans le second cas, il faut que dans chaque cas la longueur d'onde λ soit connue à quelques dixièmes pour cent près, si l'on veut que l'erreur probable sur β ou sur α ne soit pas plus grande que sur D.

Si, comme il arrive, la lumière incidente n'est pas monochromatique, on peut se servir des mêmes formules, pourvu que l'on désigne par λ la longueur d'onde de la lumière monochromatique pour laquelle la disparition des franges se produirait, avec la même valeur de D et dans les mêmes conditions, que pour la lumière considérée réellement. C'est alors cette longueur effective qui doit être connue à moins de quelques dixièmes pour cent près, c'est-à-dire à 10 ou 20 angströms près.

2. — Pour déterminer la longueur d'onde effective de la lumière qui nous vient d'une étoile, il faut remarquer que l'intensité $I(\lambda)$ de la lumière perçue pour chaque longueur d'onde λ peut être considérée comme le produit des ordonnées, relatives à la même λ, des trois courbes suivantes : la courbe de l'énergie $E(\lambda)$ rayonnée par l'étoile, la courbe des coefficients de transmission $T(\lambda)$ de l'atmosphère au moment et au lieu de l'observation, la courbe de visibilité $V(\lambda)$ pour l'œil de l'observateur.

On commencera dès lors par déterminer la longueur d'onde effective de l'étoile en calculant la valeur de $I(\lambda)$ pour cette étoile à partir du $E(\lambda)$ qui, d'après la formule de Planck, correspond aux étoiles de son type spectral, du $T(\lambda)$ donné par la courbe de transmission moyenne de l'atmosphère, et du $V(\lambda)$ donné par la courbe de visibilité A. I. S. pour l'œil normal. Dans le cas où l'on a affaire à deux composantes d'une étoile double qui sont du même type spectral, la longueur d'onde effective λ'_0 qui correspond à la luminosité ainsi déterminée de ces étoiles est donnée par $\lambda'_0 = \frac{4cD}{F}$; F étant la distance focale de l'objectif de la lunette utilisée dans les observations ; $2c$, la distance des images géométriques des deux étoiles. On construira ainsi une courbe des longueurs d'onde effectives normales en fonction des différentes températures effectives des étoiles.

Pour obtenir alors la longueur d'onde effective d'un couple d'étoiles dans les conditions de l'observation, on déterminera d'après la courbe la longueur d'onde effective λ_1 qui correspond à la température effective de ce couple, et celle λ_2 qui correspond à la température effective du soleil ; on mesurera la longueur d'onde effective λ_0 du soleil ; la longueur d'onde effective λ du couple d'étoiles considéré sera alors $\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 - \lambda_2$.

Pour mesurer la longueur d'onde effective du soleil, Anderson projette la lumière du soleil sur un système de deux trous d'aiguilles pratiqués dans une même feuille d'étain. La lumière issue de ces deux trous, qui jouent le rôle d'une étoile double artificielle, tombe sur un objectif de lunette, devant lequel se trouve un écran portant deux ouvertures circulaires. Les faisceaux qui ont traversé les deux trous donnent dans le plan focal de l'objectif un système de franges d'interférences, qu'on observe au moyen d'un microscope. Si δ est la distance linéaire des deux trous qui constituent l'étoile double artificielle ; L, la distance de ces trous à l'écran placé devant l'objectif ; D, la distance des ouvertures pratiquées dans cet écran ; θ, l'angle de la direction des trous éclairés avec la direction des centres des deux ouvertures ; λ, la longueur d'onde effective de la lumière du soleil, les franges

d'interférence disparaîtront quand l'angle θ sera tel que $\cos\theta = \frac{\lambda}{2D} \cdot \frac{L}{\delta}$. En faisant $\delta = 0{,}6$ mm, $L = 300$ cm, $D = 6$ mm, en donnant aux trous éclairés par le soleil un diamètre de 0,035 à 0,050 mm, aux ouvertures de l'écran un diamètre de 1 à 2,5 mm, la longueur d'onde effective pouvait être déterminée à 5 Å près.

Les mesures faites au Mont Wilson ont montré que la longueur d'onde effective du soleil varie de 5 560 Å à 5 510 Å, quand la distance zénithale varie de 90° à 60°, et qu'elle reste ensuite sensiblement constante de 60° à 10°. A Pasadéna, la variation en fonction de la distance zénitale était plus rapide. La longueur d'onde effective était un peu plus grande par temps couvert et après une chute de pluie.

3. — Anderson a étudié la distribution de l'intensité dans la figure d'interférence pour des ouvertures rectangulaires ou circulaires ; et, dans le cas où l'on a affaire à une étoile double, il a calculé la distribution de l'intensité qui correspond aux différentes orientations du système des deux ouvertures. Il a trouvé que la grandeur des ouvertures n'influe ni sur la valeur de l'angle θ qui fait disparaître les franges, quand on maintient constante la distance D, ni sur la distance D qui rend minimum la visibilité de l'ensemble des franges quand on maintient constant l'angle θ. Elle influe au contraire sur la valeur de D qui, pour θ constant, rend minimum la visibilité de la frange centrale. Si a est la largeur des ouvertures, cette valeur de D est donnée approximativement par $\frac{\lambda}{2\alpha}\left[1 + K\left(\frac{a}{D}\right)^2\right]$ quand $\frac{D}{a}$ est plus grand que 3,5 ; K étant égal à 0,223. La formule calculée par Hamy pour le cas où la source lumineuse est un disque d'éclat uniforme conduit à la valeur $K = 0{,}765$.

F. Croze.

Mesures des diamètres des étoiles par la méthode interférentielle. — **Pease (F.-G.)** [*Proc. Amer. Phil. Soc.*, **60** (1921), 524-534]. — L'auteur fait l'historique de l'application de cette méthode aux diamètres stellaires. Il explique le principe de la méthode de Michelson et entre dans quelques détails concernant l'appareil monté en 1920 sur le télescope de 100 pouces du Mont Wilson. I termine en donnant le résultat des premières mesures faites sur Bételgeuse.

J. Bosler.

Sur un cas particulier de diffraction des images des astres circulaires et la détermination de leurs diamètres. — **Hamy (M.)** [*C. R.*, **173** (1921), 888]. — L'auteur étudie le problème suivant : un astre circulaire, de diamètre comparable à celui du soleil et dont le disque possède un éclat *uniforme*, étant observé au foyer d'une lunette diaphragmée par une fente rectiligne, trouver la valeur de l'intensité lumineuse, le long de l'axe de symétrie de l'image, parallèle au grand côté de la fente, dans une direction faisant un angle donné avec la droite allant de l'observateur au centre de l'astre. Il en déduit un moyen direct de détermination du diamètre angulaire véritable de l'astre, tel qu'on l'observerait si la diffraction n'existait pas. La règle obtenue ne s'applique pas aux planètes, dont les dimensions sont trop petites ; pour le soleil, il resterait à savoir ce que vaut son assimilation à un astre uniformément lumineux : c'est ce que diront des travaux théoriques de l'auteur, actuellement en cours. — A. Blanc.

Sur la détermination interférentielle du diamètre des étoiles dont l'éclat superficiel n'est pas uniforme. — **Hamy (M.)** [*C. R.*, **174** (1922), 342]. — Etant donné un astre dont l'éclat du disque diminue du centre au bord par suite

de l'absorption d'une atmosphère symétrique, les recherches de l'auteur l'ont conduit à représenter l'éclat en un point par la série convergente :

$$E = A_0 + A_1 (1 - \rho^2)^{\frac{1}{2}} + A_2 (1 - \rho^2) + A_3 (1 - \rho^2)^{\frac{3}{2}} + A_4 (1 - \rho^2)^2 + \dots \quad (1)$$

où ρ désigne le rapport, au diamètre de l'astre, de la distance angulaire du point considéré.

D'autre part, la méthode interférentielle de mesure des diamètres des étoiles basée sur une remarque de Fizeau et récemment mise en œuvre par Michelson suppose que la source est uniformément éclairée ; cette méthode peut être étendue aux étoiles dont l'éclat n'est pas uniforme, mais est donné par la formule (1). En partant des valeurs, données par l'observation, du rapport des intensités des maxima et minima des franges, correspondant à des valeurs connues de l'écartement des fentes, il est possible de déterminer à la fois la valeur du diamètre et les variations de l'éclat le long d'un rayon. — A. Blanc.

Sur la détermination du diamètre des étoiles par la méthode interférentielle. — Hamy (M.) [*C. R.*, 174 (1922), 904]. — Comme suite à la note précédente, l'auteur indique les opérations à exécuter et les calculs à effectuer pour déterminer le diamètre ε d'un petit astre dont l'éclat, le long d'un rayon du disque, peut s'exprimer par la formule :

$$E = A_0 + A_1 (1 - \rho^2)^{\frac{1}{2}} + A_2 (1 - \rho^2) + A_3 (1 - \rho^2)^{\frac{3}{2}} + \dots$$

En particulier, cette formule s'applique au soleil et les valeurs des constantes $A_0, A_1, A_2, \dots$ sont connues dans ce cas. On peut donc appliquer les relations établies en général au cas du soleil, supposé transporté dans les espaces interstellaires, pour calculer la valeur correspondante de ε. Si l'on négligeait les variations d'éclat du soleil du centre au bord du disque, on trouverait un diamètre ε' tel que : $\varepsilon' = 0{,}91 . \varepsilon$. L'erreur serait plus importante pour les astres, tels que les étoiles géantes, qui possèdent une atmosphère fortement absorbante. — A. Blanc.

Sur une nouvelle méthode interférentielle pour la mesure du diamètre apparent des étoiles. — Danjon (A.) [*C. R.*, 174 (1922), 1 408]. — Le principe de la méthode est le suivant : un appareil interférentiel du genre des lames de Jamin donne, en lumière blanche, des franges localisées à l'infini ; si l'on examine à travers l'appareil le ciel obscur, on ne voit plus les franges, mais si une étoile passe dans la région qu'elles occupaient, son éclat passe par un minimum quand elle traverse une frange sombre, par un maximum quand elle traverse une frange brillante. De la valeur du rapport du minimum au maximum d'éclat, on peut déduire le diamètre apparent de l'étoile. Des essais faits au laboratoire ont donné des résultats satisfaisants. — A. Blanc.

Un télescope interféromètre de cinquante pieds. — Hale (G.-E.) [*Nat.*, 110 (1922), 482-483]. — Le diamètre angulaire d'une étoile a été mesuré pour la première fois par F.-G. Pease au *Mount Wilson Observatory*, le 13 décembre 1920, avec un interféromètre de Michelson de 20 pieds combiné avec un télescope de 100 pouces. Depuis cette époque, Pease a pu mesurer les diamètres de Betelgeuse, Arcturus, Aldébaran et Antarès. En se basant sur les meilleures valeurs obtenues pour les parallaxes de ces étoiles, on a pu calculer que leurs diamètres linéaires ont pour valeurs 215 000 000, 21 000 000, 270 000 000 et 400 000 000 milles, respectivement.

Ces étoiles sont donc toutes à l'état géant, avec des densités comprises entre 0,000001 (Antarès) et 0,0002 (Acturus). Le soleil, étoile naine de 866 000 milles de diamètre, et dans un état de développement beaucoup plus avancé, à une densité de 1,4 (en prenant celle de l'eau pour unité.)

Il y aurait évidemment grand intérêt à mesurer les diamètres d'autres étoiles, de divers types spectraux, vu les rapports directs des résultats avec le problème de l'évolution stellaire. Malheureusement, très peu se prètent à des mesures avec l'interféromètre de 20 pieds, et d'autre part le réflecteur de 100 pouces ne permet pas d'y adapter un interféromètre de plus grandes dimensions. D'où la construction prochaine au Mont Wilson d'un nouvel instrument, plus grand, et adapté à l'observation d'étoiles plus faibles et plus petites, dont les grandes lignes ont été tracées par l'auteur de cet article. Cet interféromètre doit permettre la mesure de plus de trente étoiles de grandeur supérieure à la quatrième, qui représentent une grande variété de types spectraux. — L. Brüninghaus.

L'interféromètre en astronomie. — **Eddington** (**A.-S.**) [*Nat.*, **111** (1923), 572-574]. — Conférence à la Royal Astronomical Society. — L. Brüninghaus.

Grands télescopes et leur usage. — [*Nat.*, **111** (1923), 447-448]. — Compte rendu d'une conférence de Dyson (F.) sur les grands télescopes, et les progrès de l'astronomie résultant de leur perfectionnement. — L. Brüninghaus.

Transparence des écrans colorés employés à l'observatoire Yerkes. — **Bryant** (**E.-C.**) [*Astroph. Journ.*, 55 (1922), 1-10]. — L'auteur a mesuré au moyen d'un spectrophotomètre de Brace-Lemon la transparence pour les différentes couleurs de quelques écrans colorés employés à l'observatoire Yerkes. Les plus intéressantes de ces mesures se rapportent aux écrans que l'on interpose entre l'objectif de la grande lunette et la plaque photographique disposée dans son plan focal. Ces écrans ne transmettent pratiquement que les radiations comprises entre 5 250 et 7 500 Å. En employant les plaques photographiques sensibilisées pour le jaune, on n'utilise pour la formation des images que les rayons jaunes pour lesquels la lunette a été achromatisée. Les grandeurs des étoiles déterminées par Parkhurst sur des photographies obtenues de cette façon correspondent très étroitement aux grandeurs visuelles. — F. Croze.

Distorsion de la couche sensible et précision des enregistrements photographiques d'étoiles. — **Ross** (**F.-E.**) [*Astroph. Journ.*, **57** (1923), 33-48]. — Des essais de repérage d'étoiles par photographie ont montré qu'il ne peut y avoir que des distorsions locales et de peu d'importance. Avec une émulsion épaisse, l'erreur est un peu plus grande qu'avec une émulsion mince; avec une couche de 3 épaisseurs, elle n'atteignait cependant que 0,0044 mm. Erreurs négligeables par sur ou sous-exposition, par différence de répartition de grains d'émulsion par sensibilisation ou durée du développement. Le renforcement modifie les petits détails, mais ne change ni les grandes irrégularités, ni le centre de gravité. Pourtant le séchage produit un déplacement qui peut atteindre 0,05 mm sur les bords de la plaque. On le réduit en séchant à l'alcool ou en durcissant au formol.
R. Fortrat.

Note complémentaire sur la comparaison de parallaxes trigonométriques et spectroscopiques. — **Turner** (**H.-H.**) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 597-598]. — On avait cru reconnaître, entre les parallaxes stellaires déterminées par la méthode spectroscopique de W. Adams et celles mesurées par les procédés trigo-

nométriques usuels, certaines différences systématiques : ces inquiétudes s'étaient fait jour dans un précédent numéro des Monthly Notices. Mais, depuis, une révision de chiffres du Mont Wilson a eu lieu et les 1 646 parallaxes publiées dans l'*Astrophysical Journal* de janvier 1921 se sont trouvées en parfait accord avec les résultats des méthodes habituelles. H.-H. Turner attire ici l'attention sur le succès ainsi confirmé de la nouvelle méthode qui accroît ainsi définitivement la puissance de nos moyens d'investigations. — J. Bosler.

Rapport annuel du Conseil de la Royal Astronomical Society. — [*Month. Not. R. A. S.*, 81 (1921)]. — Cette livraison comprend une série de notices nécrologiques des membres décédés en 1920 (parmi lesquels figurent W. Abney et Norman Lockyer) ainsi que les rapports annuels des différents observtoires anglais. On y trouve aussi résumées les principales découvertes astronomiques de l'année, travail exécuté d'une manière très complète; une part toute spéciale y est faite à la mesure interférentielle par Michelson des diamètres angulaires des étoiles. Le fascicule se termine par le discours que A. Fowler a prononcé lors de la remise de la Médaille d'Or de la Société Astronomique Royale au Professeur H.-N. Russell : l'œuvre du savant américain, et particulièrement sa découverte de l'évolution ascendante puis descendante des étoiles dans l'ordre de température, y est magistralement retracée. — J. Bosler.

Sur les distances des planètes au soleil (IV et V). — **Pierucci (M.)** [*Nuov. Cim.*, 23 (1922), 227-239]. — *Note IV.* — L'auteur a fourni antérieurement une règle sur les distances au soleil, des planètes ou du centre relatif d'attraction des satellites.

Pour les planètes, l'erreur atteint 4,8 p. 100; pour les satellites de mars, 0,26 p. 100; pour les satellites extérieurs de Jupiter, 1,14 p. 100.

Ces différences peuvent provenir :

1° De l'excentricité des orbites;

2° Du trouble produit dans la formation des orbites par les satellites et les planètes voisines.

Cette note étudie la première cause d'erreur. En introduisant la notion de rayon équivalent ou rayon du cercle ayant même surface que l'orbite, on peut formuler cette nouvelle règle : « Les rayons équivalents des orbites des planètes et de leurs satellites sont entre eux comme des nombres entiers », qui fournit une approximation meilleure pour les planètes et les satellites de Jupiter, ceux de Mars ayant une orbite pratiquement circulaire.

Note V. — Application de la règle empirique des rayons équivalents à deux satellites de Saturne et à cinq comètes ; comparaison avec une règle de E. Dittrich [*Astron. Nachrichten*, 1er juin 1921] qui transporte tout simplement la loi de Bohr dans le monde astronomique ($a_n = kn^2$). La vérification est meilleure.

R. Chevallier.

Une double régularité dans le système solaire. — **Pierucci (M.)** [*Nuov. Cim.*, 24 (1922), 221-294]. — Les règles empiriques proposées pour exprimer les distances des planètes au soleil sont de deux types :

1° Une forme exponentielle $a_n = k^n$, où k est un paramètre empirique sans signification physique.

2° Une forme sans paramètre proposée par l'auteur

$$\rho_n = n$$

où $\rho_n = \sqrt{ab}$; a et b sont les axes de l'ellipse décrite par la planète.

Il y aurait grand avantage à trouver des lois où ces paramètres dépourvus de sens physique disparaitraient. C'est ce que tente l'auteur dans cet article. Ses résultats sont les suivants :

1° Les aires A_n limitées par les orbites des planètes, de leurs satellites, et de quelques comètes croissent comme les carrés des nombres entiers ($A_n = \rho_n{}^2 = ab = n^2$).

2° Les périodes de révolution T_n sont entre elles dans des rapports simples, très souvent par exemple dans le rapport 0,5 pour deux corps célestes contigus.

$$(T_{n+1} = 2\,T_n \qquad \text{où} \qquad T_n = 2^n).$$

Dans tous les cas, l'une des deux lois

$$A_n = n^2, \qquad T_n = 2^n,$$

s'applique sans exception.

Ces relations sont très supérieures à celles habituellement proposées parce qu'elles ne contiennent que des grandeurs physiques ou géométriques. Cette forme permet en effet la recherche d'une interprétation théorique de la régularité observée. — R. Chevallier.

Sur la distance des planètes au soleil. — Pierucci (M.) [*Nuov. Cim.*, 23 (1922), 333-343]. — La seconde cause d'erreur signalée dans une note antérieure serait l'influence des planètes et des satellites voisins sur la formation des orbites. La règle proposée ($\rho_n = n$ avec $\rho = \sqrt{ab}$) s'applique surtout mal dans le cas des grands satellites de Jupiter et de ceux de Saturne. Mais on sait depuis Laplace que les périodes de révolution des trois grands satellites de Jupiter présentent une régularité ; il est facile de s'assurer qu'il en est de même pour ceux de Saturne dont les périodes croissent en progression géométrique 1, 2, 4, 8, ... et dont, par suite, les orbites ont des demi grands axes croissant exponentiellement (3me loi de Képler) $a_n = \left(\sqrt[3]{2^2}\right)^n$; l'auteur cite plusieurs autres cas identiques en sorte que l'on est conduit à penser que la règle $\rho = n$ serait une règle de *formation* alors que

$a_n = \left(\sqrt[3]{2^2}\right)^n$ serait une règle de *perturbation séculaire*.

Ce serait pour tendre vers la seconde que les planètes peu à peu s'écarteraient de la première.

A noter que G. Armellini a proposé en 1917 une règle exponentielle très voisine de la précédente

$$a_n = \overline{1{,}53}^n \qquad \left(\sqrt[3]{2^2} = 1{,}587\right).$$

R. Chevallier.

Problèmes mathématiques rencontrés dans les théories de la forme des corps célestes. — Lichtenstein (L.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1921), 17-28]. — La forme des corps célestes a été l'objet de très nombreuses recherches depuis le XVIIIe siècle ; mais il est fort difficile de donner à ce problème une solution mathématique rigoureuse. L'article actuel indique les théorèmes énoncés à ce sujet par divers auteurs. — A. Foch.

L'origine des comètes. — **Perrine** (**C.-D.**) [*Obs.*, **45** (1922), 226-228]. — C.-D. Perrine a émis dans *The Observatory* (janvier 1922), concernant l'origine des comètes, un certain nombre d'idées que T. J. J. See a assez vivement critiquées. C.-D. Perrine répond ici à son adversaire. — J. Bosler.

Un univers infini. — **Smart** (**W.-M.**) [*Obs.*, **45** (1922), 216-222]. — On sait que l'idée d'après laquelle l'univers serait infini rencontre deux graves objections *au moins si la distribution des étoiles y est uniforme :* le ciel entier devrait, en effet, dans ce cas, nous apparaître en tous ses points aussi lumineux que le Soleil ; de plus, la masse totale des étoiles étant infinie, de formidables effets de gravitation, qu'on n'observe pas, devraient en résulter.

Charlier (de Lund), dont l'auteur du présent article nous expose les conceptions, a cherché a imaginer un type d'univers infini échappant aux objections ci-dessus : les étoiles n'y sont pas distribuées uniformément : elles formeraient au contraire une suite illimitée de systèmes de plus en plus vastes et contenus les uns dans les autres. Les dimensions des systèmes et le nombre d'éléments de l'ordre immédiatement inférieur que chacun d'eux doit comprendre seraient déterminés par les conditions mêmes rappelées plus haut. W.-M. Smart examine ici dans quelle mesure un univers construit de cette façon pourrait correspondre aux faits observés. — J. Bosler.

Y a-t-il un cycle de l'évolution cosmique ? — **Nölke** (**Fr.**) [*Zeits. f. Phys.* **10** (1922), 200-206]. — L'auteur examine les hypothèses qui ont été faites pour échapper aux deux faits de la dégradation de l'énergie et de la dégradation de la matière. Il montre qu'elles ne permettent pas d'y réussir ; il conclut, en se plaçant sur le terrain de l'idéalisme transcendental de Kant, que la question du développement de l'univers dans l'infinité du temps passé et à venir n'a pas de signification réelle. — G. Bruhat.

La physico-chimie et les phénomènes chimico-cosmiques. — **Arrhénius** (**S.**) [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 405-411]. — *Conférence à la Société de chimie physique appliquée* (sept. 1922, Leipzig). — Origines de la chaleur solaire. Etoiles géantes et étoiles naines. — P. Job.

Théorie cosmique et radioactivité. — **Joly** (**J.**) [*Nat.*, **110** (1922), 112]. — Rutherford a suggéré que la chaleur solaire pourrait provenir de l'énergie radioactive provenant d'éléments devenus radioactifs du fait des conditions de température élevée dans lesquelles ils se trouvent placés. L'auteur montre que, si l'on admet cette manière de voir d'une radioactivité provoquée par une cause, non plus interne aux atomes, mais située en dehors de ceux-ci, la loi de destruction doit avoir une allure exponentielle, et que l'on doit obtenir quelque chose comme une formidable explosion cosmique chaque fois que les conditions voulues pour qu'elles puissent commencer sont réalisées. — L. Brüninghaus.

L'expédition organisée en vue de l'éclipse solaire de 1922. — **Mostyn Field** (**A.**) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 390-391]. — L'auteur discute ici le choix d'une station d'observation favorable : la meilleure paraît être l'île Christmas, au sud de Java. — J. Bosler.

Notes sur les photographies de l'éclipse de Sobral. — **Russell** (**H.-N.**) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1920), 154-164]. — Il s'agit ici des célèbres clichés pris au Brésil durant l'éclipse du 29 mai 1919, par la mission anglaise de Crommelin

et Davidson, et qui ont confirmé les prédictions d'Einstein. Il restait toutefois, entre le phénomène à symétrie strictement radiale qui avait été prévu et celui effectivement observé, quelques petites discordances. Ce sont ces discordances que H.-N. Russell discute ici très en détail : il les attribue finalement à une légère déformation du miroir du cœlostat par la chaleur des rayons solaires. — J. Bosler.

Notes sur la trajectoire des rayons lumineux dans la théorie relativiste d'Einstein sur la gravitation. — **Forsythe (A.-R.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **82** (1921), 2-11]. — L'auteur donne ici une méthode mathématique pour calculer la déviation des rayons lumineux au voisinage des corps attirants. Il retrouve les résultats déjà obtenus par d'autres procédés approchés de calcul. — J. Bosler.

L'observation du déplacement d'Einstein lors des éclipses de soleil. — **Davidson (C.)** [*Obs.*, **45** (1922), 224-225]. — Dans la constatation de ce phénomène, il est très important de posséder, pour le comparer au cliché pris durant l'éclipse, un cliché de la même région du ciel obtenu hors de la présence du soleil. Malheureusement les conditions des observations ne sont pas les mêmes la nuit que le jour. C. Davidson attire l'attention sur divers moyens de tourner cette difficulté, par exemple en consacrant la moitié de la durée de l'éclipse à photographier une *autre* région du ciel, choisie pour sa richesse en étoiles : on peut ainsi obtenir indirectement l'échelle exacte du cliché solaire. — J. Bosler.

L'éclipse solaire totale du 21 septembre. — **Crommelin (A.-C.-D.)** [*Nat.*, **110** (1922), 389]. — Cette note donne quelques détails techniques sur les expéditions préparées en vue de l'observation de la prochaine éclipse totale de soleil. L'attention de tous est dirigée principalement vers la question de la déviation des rayons lumineux par le soleil, prévue par Einstein. — L. Brüninghaus.

L'éclipse solaire totale du 21 septembre. — **Crommelin (A.-C.-D.)** [*Nat.*, **110** (1922), 457]. — L'expédition organisée pendant dix mois à Christmas Island n'a pas réussi, vu des conditions atmosphériques défavorables. C'est un contre temps fort regrettable au point de vue astronomique. Les conditions d'observation ont été, au contraire, idéalement bonnes en Australie. Le problème d'Einstein a été étudié à Wallal par l'observatoire de Lick et par celui de Toronto. Evershed avait aussi choisi cette station, etc. Il se passera probablement des semaines, et même des mois, avant que l'on ne soit fixé sur les résultats obtenus.
L. Brüninghaus.

Einstein et la récente éclipse. — **A. C. D. C.** [*Nat.*, **111** (1923), 541]. — On est maintenant en possession des résultats obtenus par les expéditions du Canada et de l'observatoire de Lick à Wallal (Australie) organisées pour observer l'éclipse solaire de septembre dernier. Des deux côtés, on considère les mesures comme favorables au déplacement prévu par Einstein. Les valeurs des déplacements angulaires des étoiles, rapportées au bord du soleil, s'étendent de 1,59″ à 1,86″, la moyenne étant 1,74″ qui n'est inférieure que de 0,01″ sur la valeur théorique. — L. Brüninghaus.

Les termes exigés par la théorie d'Einstein dans le mouvement du périgée et du nœud de la Lune. — **de Sitter (W.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1920), 102]. — La nouvelle loi de la gravitation d'Einstein introduit dans le

déplacement du périgée et du nœud lunaires de petits termes correctifs que de Sitter a calculés antérieurement. Il rectifie ici une erreur matérielle : les deux mouvements (égaux entre eux) seraient de + 1″,91 par siècle. — J. Bosler.

Sur le mouvement du périhélie de Mercure. — **Smart (W.-M.)** [*Month. Not. R. A. S.*, 82 (1921), 12-19]. — On connaît les solutions périodiques du problème des trois corps dont le cas du soleil, d'une planète et d'un troisième corps formant toujours un triangle équilatéral avec les deux autres, nous offre un exemple. Les astéroïdes du groupe « Troyen » illustrent les déductions de cette théorie en ce qui regarde Jupiter.

W.-M. Smart s'est demandé si le mouvement du périhélie de Mercure ne pourrait pas être expliqué par une planète ainsi placée. La réponse est négative : la planète en question, si elle existait, se verrait. — J. Bosler.

Remarques sur les ellipses relativistes de Képler. — **Jaffé (G.)** [*Ann. der Phys.*, 67 (1922), 212-226]. — La question a été posée de savoir pourquoi on applique la relativité restreinte au mouvement des électrons dans l'atome et la relativité généralisée au mouvement des planètes. On voit la réponse en étudiant le mouvement d'un corps de masse faible et de faible charge électrique autour d'un corps de grande masse et de forte charge électrique. Les équations sont obtenues à l'aide de la relativité généralisée et discutées dans trois cas :

1° Les termes qui déterminent l'écart avec un système euclidien sont petits à côté de $\frac{v^2}{c^2}$ et l'attraction électrique grande par rapport à l'attraction newtonienne. Alors les équations se ramènent à celles de la relativité restreinte.

2° Les trajectoires voisines de cercles sont des ellipses dont le périhélie se déplace. Le mouvement du périhélie se compose de trois parties : gravitation massique, attraction électrique et action gravifique de la masse centrale.

3° En négligeant les charges électriques et en étudiant à fond les écarts du premier ordre, on trouve autre chose que le mouvement du périhélie. La trajectoire s'obtient en superposant à l'ellipse une courbe à 4 nœuds qui ne disparaît que pour les excentricités très faibles. — R. Fortrat.

La loi de Riemann, le périhélie de Mercure et la déviation de la lumière. — **Bertrand (G.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 687]. — Comparaison entre les formules déduites de la théorie d'Einstein, de la loi de Riemann (légèrement modifiée, et de la loi de Newton. La conclusion est qu'il faudra des mesures d'une extrême précision pour décider entre Einstein et Riemann. — A. Blanc.

Sur la pression des atmosphères des étoiles et du soleil. — **Salet (P.)** [*C. R.*, **174** (1922), 151]. — Les raies du fer des types a, b, c, d de Gale et Adams sont inégalement déplacées vers le rouge par la pression, mais leurs déplacements semblent proportionnels à cette pression ; on peut donc déterminer cette dernière en mesurant seulement la différence des déplacements de raies de différents types. Cette méthode appliquée à un nombre suffisant de raies du spectre solaire conduit à cette conclusion que la pression de la couche renversante du fer, dans le soleil, ne paraît être que de quelques dixièmes d'atmosphère. Par suite, le déplacement des raies solaires vers le rouge ne peut pas s'expliquer par la pression, qui devrait être alors de 5 ou 6 atmosphères : il est donc possible qu'il soit dû à l'effet Einstein.

A. Blanc.

Sur la variation de la longueur d'onde des raies telluriques. — Pérot (A.) [*C. R.*, **174** (1922), 215]. — L'auteur a indiqué dans une note antérieure (1915) que la longueur d'onde des raies telluriques du groupe B varie avec la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon : la longueur d'onde augmente avec la hauteur du soleil θ, à peu près proportionnellement au sinus de cet angle, de sorte qu'on peut écrire :

$$\lambda = \lambda_0 (1 + K \sin \theta).$$

Les premiers résultats avaient donné pour K une valeur voisine de 10^{-5}. De nouvelles mesures ont été faites par la méthode interférentielle; elles ont montré l'exactitude de la formule précédente, mais quatre séries de mesures faites à des époques différentes ont donné pour K des valeurs variant du simple au double. Cela ne paraît pas dû à des erreurs expérimentales; si on adopte l'hypothèse émise par l'auteur d'un effet Döppler dû au mouvement des centres absorbants, il résulterait des mesures faites que la vitesse de ces centres varierait avec les conditions météorologiques de la très haute atmosphère suivant une loi à déterminer.

A. Blanc.

Sur l'évolution du spectre du magnésium sous l'influence d'actions électriques croissantes. Applications à l'astrophysique. — de Gramont (A.) et Hemsalech (G.-A.) [*C. R.*, **174** (1922), 356]. — Tableau donnant un aperçu général du développement du spectre du magnésium dans les diverses sources lumineuses; les forces électriques jouent un rôle important dans l'excitation des principaux types de raies. Si on veut tirer des conclusions relatives aux forces qui agissent dans une source lumineuse, il ne faut pas se laisser guider par le seul fait que certains types de raies sont présents ou prédominent dans le spectre, mais il faut aussi examiner le caractère des raies. Enfin, il faut examiner si le phénomène lumineux qu'on observe est de nature permanente ou transitoire : les effets spectraux des champs électriques intenses sont surtout marqués au début d'un phénomène lumineux (arc ou étincelle), quand la température et la conductibilité électrique des vapeurs sont encore peu élevées. Par suite, il serait dangereux de conclure qu'une étoile possède une haute température parce que des raies d'étincelle prédominent dans son spectre. Il est possible de remplacer, en Astrophysique, les expressions *températures élevées* par *grandes différences de potentiel*, et *étoiles chaudes* par *étoiles à puissantes décharges électriques* ou encore *étoiles à hautes tensions*. — A. Blanc.

Mesure de la pression dans l'atmosphère du soleil. — Pérot (A.) [*C. R.*, **174** (1922), 933]. — Résultats de la mesure (faite par la méthode indiquée dans une note antérieure) de la pression dans la couche solaire de renversement des raies du fer. Cette mesure présente un grand intérêt à cause de la vérification du principe de la relativité généralisée : Fabry et Buisson, s'appuyant sur le résultat obtenu par l'auteur pour la région de l'atmosphère solaire où se produit l'absorption des raies b du magnésium, d'après lequel la pression dans cette région est sensiblement nulle, ont montré que si on suppose la pression faible, certaines anomalies de leurs comparaisons entre les raies solaires et les raies terrestres disparaissent et que les résultats trouvés satisfont à la loi d'Einstein.

La conclusion des mesures qui font l'objet de la note actuelle est que la pression dans la couche du fer est de moins d'une demi atmosphère ; ce résultat donne à la vérification du principe de relativité faite par Fabry et Buisson une valeur

certaine; il est, d'ailleurs, en excellent accord avec celui trouvé par M. Salet [*C. R.*, **174** (1922), 151]. — A. Blanc.

Mesure de la pression de l'atmosphère solaire dans la couche du magnésium et vérification du principe de relativité d'Einstein. — Pérot (A.) [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 101-109].

Sur la détermination du déplacement des raies par effet de gravitation. — Weber (J.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 548-550]. — L'étude des étoiles doubles confirme les conceptions d'Einstein. Le déplacement vers le rouge des raies de Sirius conduit à lui attribuer une vitesse propre concordant parfaitement avec les déterminations antérieures. — M. Hanot.

La grandeur stellaire de Saturne sans anneau. — [*Nat.*, **109** (1922), 352]. — Il s'agit d'un travail de J. Van der Bilt. La grandeur stellaire de Saturne en opposition (sans anneau) a été trouvée égale à 0,84. — L. Brüninghaus.

Saturne. — [*Nat.*, **109** (1922), 318]. — Denning remarque que Saturne ressemble à Jupiter en ce que sa surface est le siège de courants qui diffèrent grandement de vitesses. — L. Brüninghaus.

Sur la loi du mouvement de rotation des planètes autour de leurs axes. — Kaul (H.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 184-187]. — Soient R le nombre de tours d'une planète autour de son axe pendant un jour terrestre; a, la distance moyenne de la planète au soleil; r, son rayon à l'équateur, rapportés aux éléments correspondants de la Terre, pris comme unités; K_0 et K_1, deux constantes. La loi est :

$$R^2 = \left(1 + rK - \frac{K}{ra^2}\right)^3 \qquad \text{avec} \qquad K = K_0 + a^{\frac{3}{2}}(K_1 - K_0)$$

$$K_0 = 0{,}065\,244\,30 \qquad K_1 = 0{,}657\,967\,8.$$

La formule est purement empirique; sa forme est inspirée de la 3e loi de Kepler, et le dernier terme doit représenter le frottement des marées. Voici les résultats numériques qu'elle donne :

PLANÈTES	DURÉE DE ROTATION calculée	DURÉE DE ROTATION observée	PLANÈTES	DURÉE DE ROTATION calculée	DURÉE DE ROTATION observée
Mercure......	imaginaire	pas de rot.	Jupiter.......	9h50m0s	9h50m0s
Vénus	26h28m53s	?	Saturne	10h14m0s	10h14m0s
Terre	23h56m4s	23h56m4s	Uranus.......	13h45m18s	?
Mars.........	24h37m23s	24h37m23s	Neptune......	11h4m5s	?

Il est d'ailleurs à remarquer que cet accord parfait n'est réalisé que parce que les déterminations du rayon et de la durée de rotation de Jupiter et de Saturne

sont assez peu précises pour permettre de choisir des valeurs convenables. La durée de rotation trouvée pour Vénus est de l'ordre de grandeur de celle que donnent les mesures spectroscopiques. — G. Bruhat.

Les constituants physiques de l'atmosphère de Vénus. — **St. John (C.-E.) et Nicholson (S.-B.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 444]. — Il résulte des observations des auteurs, que la composition de l'atmosphère de Vénus est très éloignée de l'analogie étroite avec celle de l'atmosphère terrestre, que l'on admet généralement. La partie de l'atmosphère de la planète traversée par la lumière solaire contient certainement une quantité d'oxygène inférieure à 0.002 de la quantité présente dans l'atmosphère terrestre. La quantité de vapeur d'eau paraît être également bien inférieure à celle existant sur la terre. — L. Brüninghaus.

L'illumination de la lune éclipsée. — [*Nat.*, **109** (1922), 318]. — Richardson discute cette action et donne des tables dont il résulte que l'angle de réfraction des rayons solaires par l'atmosphère terrestre atteint aux diverses altitudes les valeurs suivantes :

Altitude...........	0,	10,	20,	30 km.
Réfraction.........	68′,	22′,	5′,	1′.

La lumière, pour atteindre le centre de l'ombre, doit passer assez près de la surface terrestre. Les hautes montagnes ou les nuages peuvent l'en empêcher, d'où des variations possibles dans l'éclairement de l'ombre. — L. Brüninghaus.

Sur les déviations des rayons lumineux passant au voisinage d'un astre. — **Ferrier** [*C. R.*, **174** (1922), 1 404]. — L'auteur étudie les déviations produites par la réfraction de la lumière à travers l'atmosphère gazeuse qui entoure l'astre, en fait la lune lors d'une éclipse de soleil (car le rayon d'une étoile passant près du bord du soleil éclipsé subit la réfraction de l'atmosphère lunaire). En admettant que l'atmosphère de la lune est constituée par de l'hydrogène et que la température est de 300° absolus, on trouve que la déviation ε d'un rayon lumineux varie avec la distance r à laquelle il passe du centre de la lune suivant la loi :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \left(\frac{r_0}{r}\right)^{1.3}$$

où ε_0 est la déviation d'un rayon passant à la distance du centre égale au rayon r_0 de l'astre. Or la déviation d'Einstein obéit à la loi :

$$\frac{E}{E_0} = \frac{r_0}{r}$$

de sorte que les exposants, dans ces deux formules, sont voisins : l'effet de réfraction est difficilement séparable de la déviation de gravitation. Si ε_0 ne dépasse pas 2″, cette atmosphère, qui est capable de modifier profondément l'effet Einstein au moment des éclipses de soleil, aurait pu passer inaperçue jusqu'ici.

A. Blanc.

A propos d'une petite planète à orbite cométaire. — **Pierucci (M.)** [*Nuov. Cim.*, 22 (1921), 343-344]. — Cette planète, signalée le 31 octobre 1920 par Baade à l'observatoire de Babelsberg et étudiée à l'observatoire d'Alger [Gonnesiat

et Renaux, *C. R.*, 14 nov. 1921], confirme une théorie de l'auteur qui assigne une origine commune aux astéroïdes et aux comètes à courte période.

R. CHEVALLIER.

Note sur le mémoire du Dr Goldsbrough concernant l'influence des satellites sur la forme de l'anneau de Saturne. — **Greaves (W.-M.-H.)** [*Month. Not. R. A. S.*, 82 (1922), 356-359]. — Dans un travail récemment paru des *Philosophical Transactions*, Goldsbrough a cru pouvoir avancer que dans certains calculs de perturbations dues à des causes multiples, on n'avait pas toujours le droit de traiter isolément ces dernières. Ainsi, dans l'anneau de Saturne, chaque particule subit l'action de ses voisines et aussi l'influence perturbatrice des satellites : chacun de ces deux groupes d'effets est évidemment périodique et, d'après Goldsbrough, l'effet résultant ne l'est pas. W. M. H. Greaves montre ici que ce paradoxe n'est très probablement qu'une conséquence de l'intervention de termes d'ordre supérieur négligés par Goldsbrough : les termes *séculaires* sur lesquels Goldsbrough appelait l'attention ne commencent à devenir sensibles qu'au bout d'un temps très long, lequel exige alors qu'on tienne également compte, en traitant séparément les deux catégories de perturbations, des termes d'ordre élevé de la fonction perturbatrice.— J. BOSLER.

Application de l'effet Eötvös au système solaire mobile. — **Szolnoki.** [*Ann. der. Phys.*, 67 (1922), 73-76]. — M. PAUTHENIER.

Limites de Roche pour les satellites. — **Joly (J.)** [*Nat.*, 110 (1922), 179]. — L'auteur considère ici la stabilité des satellites qui se déplacent non loin de la surface de Mars. En supposant que le satellite possède la force cohésive du basalte, et prenant le cas de Phobos, supposé se mouvoir sur une orbite telle qu'une distance de cinq milles seulement sépare les surfaces de la planète et du satellite, l'auteur trouve que le satellite, même à cette distance, ne serait soumis qu'à une force égale à un septième de sa force de rupture. — L. BRÜNINGHAUS.

La rotation des planètes sur elles-mêmes. — **Trœger-Wohlau (H.)** [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 362-363]. — D'après la formule de Kaul, il y a une distance minima

$$a_1 = \sqrt{\frac{K}{r(1 - rK)}}$$

d'une planète au soleil au dessous de laquelle la planète ne peut tourner sur elle-même. On a sensiblement

$$a_1^2 \simeq \frac{6,52}{r(100 + 6,52r)}.$$

Pour Mercure, $a = 0,38$ et $a_1 = 0,41$. Mercure est donc bien au dessous de la distance critique tandis que les autres planètes sont très au-dessus.

Pour la lune par rapport à la terre, $a_1 = 0,408$ et $a = 0,0025\,8$. — R. FORTRAT.

Comparaison des données théoriques et expérimentales relatives aux orbites des petites planètes 10 Hygiea et 175 Andromaque, en tenant compte des perturbations dues à Jupiter. — **Leuschner (O.)** [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 8 (1922), 170-173]. — Les planètes 10 Hygiea et 175 Andromaque font partie d'un ensemble de petites planètes (groupe Hécube) dont la vitesse moyenne est le double environ de celle de Jupiter. Les formules relatives aux déplacements de

ces planètes et appliquées jusqu'en ces derniers temps, étaient dues à von Zeipel ; elles ont été récemment corrigées et les résultats déduits de ces nouvelles formules ont été comparés aux données de l'observation. Les écarts ainsi trouvés sont presque insignifiants et peuvent tenir en partie du reste à ce que l'on n'a pas tenu compte jusqu'ici de perturbations dues à Saturne.

On peut donc dire que les formules de von Zeipel, après correction, représentent bien les déplacement réels des planète du groupe Hécube, en faisant intervenir l'influence des perturbation dues à Jupiter. La méthode convenablement modifiée pourrait s'étendre aux groupes de planètes dont la vitesse moyenne est un multiple de celle de Jupiter, groupes auxquels est applicable la théorie originale de Bohlin. — Mg. J. Rivière.

Photographie d'un météore brillant. — [*Nat.*, **111** (1923), 272]. — Description d'une méthode employée par J. S. Lockyer pour photographier les étoiles filantes. — L. Brüninghaus.

Observations sur la couleur de la lune. — **Warth (A.-F.)** [*Nat.*, **110** (1922), 605]. — L'auteur reproduit ici les résultats d'observations de la lune, faites en s'aidant du photomètre à filtres colorés, qui manifestent la présence de lumière colorée de diverses nuances réfléchie par certaines parties de la lune. Le sol de Clavius et de Longomontanus est de couleur mauve : ces surfaces peuvent être basaltiques. La Terre Photographique, à l'ouest de Clavius, présente une surface bigarrée de portions brunes sur un fond bleu analogue au sulfate de cuivre. Les pentes sud de Maginus sont d'un vert intense. — L. Brüninghaus.

La loi de rotation du soleil expliquée par l'évolution et l'aplatissement du protosoleil. — **Belot (E.)** [*C. R.*, **173** (1921), 27]. — Les hypothèses successives introduites sont les suivantes : 1° D'après la loi des distances planétaires, on estime le rayon équatorial du soleil primitif à une valeur voisine de la distance du périhélie de Mercure, et, par voie de conséquence, sa durée de rotation à 57 jours, ce qui comporte un fort aplatissement ;

2° Si on admet que le protosoleil ait été une Céphéïde du type M ascendant, on estime sa densité moyenne à $0,846.10^{-5}$, et, sa masse étant connue, on en déduit son rayon moyen ; d'où, par comparaison avec son rayon équatorial, le calcul de son aplatissement, ainsi évalué approximativement à 0,312 ;

3° Cet ellipsoïde très aplati s'est réduit à une sphère, au cours de sa condensation, d'où changement, en fonction de la latitude, de la vitesse angulaire de rotation, supposée initialement indépendante de la latitude : en appliquant dans le calcul la loi des aires (justifiée par la très faible densité, qui exclut un frottement interne appréciable), on prévoit une loi de variation de la période en fonction de la latitude conforme à la relation empirique de Faye.

La loi empirique de Faye est celle qui résulte de la condensation sphérique, suivant la loi des aires, d'un ellipsoïde d'aplatissement $e = 0,377$ ayant une vitesse de rotation initialement uniforme. Un tel ellipsoïde a, à la latitude 30°, un parallèle commun avec la sphère équivolume : la région équatoriale, de latitude inférieure à 30°, a donc subi des compressions correspondant à des échauffements supplémentaires ; et les régions de latitudes supérieures à 30° ont subi au contraire des dépressions. On peut rapprocher cette conclusion du fait que les taches solaires sont localisées dans la bande équatoriale (latitudes inférieures à 30°).

J. Villey.

Température de couleur et intensité de la lumière lunaire. — **Forsythe (W.-E.)** [*Nat.*, **111** (1923), 533]. — La température de couleur de la lumière solaire est d'environ 6500° absolus, le soleil étant au zénith, et en tenant compte de l'absorption atmosphérique. Dans le cas de la lumière lunaire, on a trouvé, par observation de la pleine lune en septembre, et lors de son passage au méridien, une température de couleur égale à 4125° absolus. La différence entre les nombres relatifs au soleil et à la lune provient d'une absorption sélective.

L. Brüninghaus.

Sur le problème des radiants stationnaires. — **Plummer (H.-C.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1920), 131-141]. — Les points d'émanation ou radiants d'étoiles filantes ne devraient nous apparaître comme tels que durant le temps mis par la terre pour traverser l'essaim : or, on les voit parfois persister plusieurs mois, ce qui pose la question encore en suspens des « radiants stationnaires ». H.-C. Plummer donne ici une explication géométrique du phénomène pour le cas des radiants situés dans le plan de l'écliptique. — J. Bosler.

Radiants stationnaires. — **Davidson (M.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 414-417]. — Il s'agit des radiants d'étoiles filantes qui parfois, contrairement à ce que l'on pourrait supposer, restent visibles des mois entiers. L'auteur examine diverses hypothèses proposées et étudie notamment l'effet de l'attraction terrestre.

J. Bosler.

Le gradient de température dans les équilibres radiatif et convectif. — **Atkinson (R. d'E.)** [*Obs.*, **45** (1922), 190-191]. — Dans un travail présenté dernièrement à la Société Royale Astronomique, R. d'E. Atkinson a admis que la variation de la température avec l'altitude était, dans la couche renversante des atmosphères stellaires, celle qui correspond à l'équilibre convectif plutôt qu'à l'équilibre radiatif. Les recherches récentes ayant montré le rôle prépondérant de ce dernier, on a demandé à l'auteur les motifs de son hypothèse. Celui-ci les donne : il montre en particulier que toute l'énergie rayonnante qui peut être absorbée par les gaz entourant la photosphère des étoiles ne suffit pas à compenser leur refroidissement par détente adiabatique : c'est donc ce dernier phénomène qui prédomine. — J. Bosler.

L'équilibre radiatif des couches extérieures d'une étoile : distribution des températures et loi de l'assombrissement des bords du disque. — **Milne (E.-A.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 361-375]. — On croyait autrefois qu'à l'intérieur d'une étoile l'équilibre thermique entre les différentes couches résultait de courants de convection brassant la masse entière. Cette hypothèse est aujourd'hui abandonnée : on attribue maintenant aux phénomènes de radiation par transparence un rôle prépondérant. La pression de Maxwell-Bartoli intervient alors pour diminuer la gravité, ce qui donne naissance à la théorie de l'équilibre radiatif.

E.-A. Milne reprend ici ce problème théorique, à la suite de Schwarzschild et de Jeans, en s'attachant principalement aux phénomènes ayant leur siège dans les couches superficielles : il déduit de ces recherches la loi de variation de l'intensité lumineuse du centre au bord des disques stellaires et compare celle-ci avec les résultats des observations solaires d'Abbot. — J. Bosler.

Equilibre radiatif et distribution spectrale. — **Milne (E.-A.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 375-388]. — Quand on étudie l'équilibre radiatif d'un corps céleste, la densité de l'énergie rayonnante n'est pas nécessairement celle

définie par la loi de Stefan : cette densité dépend en effet du spectre du rayonnement, lequel n'est pas forcément noir. L'auteur a cherché à s'affranchir de l'hypothèse ainsi faite implicitement par ses devanciers et à déterminer théoriquement la distribution de l'énergie dans le spectre d'une étoile en équilibre radiatif, en tenant compte de ce qu'en chaque point de l'astre la longueur d'onde dominante est liée à la température. E.-A. Milne trouve ainsi qu'au centre du disque stellaire le maximum d'énergie doit être légèrement déplacé vers le violet par rapport à la position que lui assignerait la loi de Wien : ce phénomène s'ajoute à la diffusion pour nous faire apparaître le centre d'un astre tel que le Soleil plus bleu que ses bords. La correction ainsi introduite par E.-A. Milne explique aussi en partie pourquoi la température effective du Soleil déduite de la loi de Wien surpasse un peu celle fournie par la constante solaire et la loi de Stefan. — J. Bosler.

L'équilibre radiatif : effet d'une raie d'absorption. — **Milne (E.-A.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 510-515]. — La théorie ordinaire de l'équilibre radiatif admet que le corps céleste rayonne conformément à la loi de Stefan, c'est-à-dire comme un corps noir. Le cas où une absorption sélective intervient dans les couches internes de l'astre est certainement plus approché de la vérité : la distribution de l'énergie dans le spectre global observé doit alors se trouver modifiée. E.-A. Milne suppose ici que l'on a affaire à un corps gazeux ne possédant qu'une seule raie d'absorption et étudie, dans cette hypothèse, le problème de la répartition de l'énergie en fonction de la longueur d'onde. — J. Bosler.

Note sur la photographie des météores. — **Hargreaves (J.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 231-232]. — L'étude des étoiles filantes et des bolides souffre beaucoup du manque de précision de nos connaissances concernant certains éléments. L'emploi de la photographie, si difficile qu'il paraisse, s'impose probablement. J. Hargreaves étudie ici les conditions du problème et propose pour le résoudre un appareil à grand champ comprenant plusieurs objectifs très lumineux. — J. Bosler.

Sur la charge des corps qui émettent un rayonnement corpusculaire. — **Schweidler (E.)** [*Terr. Magn. Atm. Electr.*, **27** (1922), 105-118]. — L'auteur commence par discuter rapidement les divers faits d'observation qui ont conduit à admettre l'existence d'un rayonnement cosmique corpusculaire. Il souligne l'importance des conséquences théoriques que l'on peut tirer de la connaissance de l'état d'électrisation des systèmes cosmiques qui émettent le rayonnement. Il discute ensuite les caractéristiques du rayonnement corpusculaire, en particulier sa déviation par le champ magnétique et son « *potentiel de rayonnement* » (quotient de l'énergie cinétique par la charge électrique du corpuscule).

Schweidler calcule la charge d'une sphère placée dans le vide qui émettrait spontanément, à la manière des corps radioactifs et sans l'aide d'un champ électrique, des corpuscules électrisés. Cette charge croît naturellement avec l'intensité de l'émission et les particules viennent graviter autour de la source à des distances que calcule l'auteur. Comme exemple numérique, il prend le cas de la lune supposée source de rayonnement.

L'auteur cherche ensuite ce que deviendrait cette charge en supposant que l'émission spontanée produit à la fois des centres positifs et négatifs, comme le font les corps radioactifs. Enfin les calculs sont repris en supposant qu'à la surface de la sphère il y a une forte ionisation. Les résultats sont ensuite appliqués au cas du soleil. — G. Reboul.

Le problème astrophysique des étoiles variables. — **Hagen (J.-G.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1920), 226-228]. — On admet en général, pour les

diverses classes d'étoiles variables, des théories explicatives différentes. Ces interprétations se ramènent à deux suivant qu'on invoque les effets d'un mouvement orbital de 2 astres ou les pulsations élastiques d'une seule étoile. J.-G. Hagen développe ici une hypothèse de la première catégorie en imaginant une étoile et une très grande comète tournant autour d'elle sur une ellipse très excentrique. Les Céphéides s'expliqueraient particulièrement bien ainsi, d'après l'auteur, sans qu'il soit d'ailleurs nécessaire de chercher, pour les variables à longue période, un autre principe d'explication. Toutes les étoiles variables seraient alors des systèmes binaires où la nature des composantes seule pourrait différer d'un type à l'autre.

J. Bosler.

Recherches sur le système stellaire. — **Seeliger (H.)** [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1920), 87-144]. — Les précédentes recherches de l'auteur avaient porté sur la répartition des étoiles dans l'espace et sur la détermination des dimensions du système stellaire considéré comme fini. L'emploi de la photographie a permis d'augmenter considérablement les données d'observation, ce qui donne l'occasion dès maintenant de confronter l'expérience avec une théorie mathématique reposant sur l'emploi de 4 équations intégrales assez compliquées à la résolution desquelles le mémoire actuel apporte une forte contribution.

On peut provisoirement admettre que la dimension transversale du système stellaire est d'environ 16000 années de lumière ; dans la direction de la voie lactée, l'extension est plus grande, dans la direction perpendiculaire elle est nettement plus faible. Le nombre total des étoiles de l'ordre de 6 à 10 milliards.

A. Foch.

L'évolution des étoiles. — **Arrhenius (S.)** [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 115-116]. — Rappel des diverses hypothèses pour expliquer l'origine de l'énergie nécessaire au maintien du rayonnement solaire, en particulier l'hypothèse de l'énergie gagnée par la reconstitution d'atomes désagrégés et celle de la perte de poids du noyau hydrogène par incorporation dans les noyaux d'éléments supérieurs. La dernière hypothèse est appuyée par l'évolution des spectres des étoiles suivant leur âge.

H. Tscherning.

Sur la distribution des étoiles de différentes masses dans un amas sphérique. — **Freundlich (E.) et Heiskanen (V.)** [*Zeits. f. Phys.*, **14** (1923), 226-239]. — On ne peut déterminer expérimentalement la masse des étoiles que dans des cas très particuliers, notamment celui des étoiles doubles. La méthode de Eddington qui relie la masse des étoiles à leur type spectral ne peut être considérée encore comme donnant toujours des résultats très certains.

La répartition des étoiles de différents types spectraux dans les amas globulaires peut faire connaître le rapport de leurs masses si on sait d'après quelles lois elles sont groupées. En admettant que cette loi est la même que la loi de répartition des molécules dans une bulle gazeuse

$$\rho_i = \rho_0^{(i)}\, e^{-2hm_i V}$$

où ρ_i est la densité des molécules dans un volume élémentaire où le potentiel de gravitation est V, la masse moléculaire étant m_i et $\rho_0^{(i)}$ et h étant des constantes qui dépendent de la température et de la densité des molécules au centre de l'amas.

On a étudié la répartition des étoiles de différents types dans les amas M_3 et M_{13} en les répartissant en deux groupes : d'une part les types spectraux a et f, d'autre part les types spectraux g, k, m. Les données d'observation n'ont pas permis de réunir seulement des types plus voisins.

Si $\rho_A{}^\nu$ et m_A désignent la densité à une distance r_ν du centre pour les étoiles de masse m_A pour le type d'étoiles A, on doit avoir à deux distances différentes

$$\rho_A{}^\nu = \rho_0{}^{(A)\nu}\, e^{-2hm_A V_\nu} \qquad \text{et} \qquad \rho_A{}^\mu = \rho_0{}^{(A)\mu}\, e^{-2hm_A V_\mu}$$

De même pour le type K

$$\rho_K{}^\nu = \rho_0{}^{(K)\nu}\, e^{-2hm_K V_\nu} \qquad \text{et} \qquad \rho_K{}^\mu = \rho_0{}^{(K)\mu}\, e^{-2hm_K V_\mu}$$

d'où

$$\frac{m_A}{m_K} = \frac{\log \rho_A{}^\nu - \log \rho_A{}^\mu}{\log \rho_K{}^\nu - \log \rho_K{}^\mu}.$$

La densité ρ a été calculée d'après la densité angulaire par la formule de Zeipel.

Soit M_i la valeur du rapport $\frac{m_K}{m_A}$ déduite de la comparaison des densités aux distances $r = i'$ et $r = (i+1)'$ le calcul donne pour M_{13} 5 valeurs et pour M_3 4 valeurs comprises pour M_{13} entre 1,215 et 1,490 et pour M_3 entre 1,326 et 1,865 avec les moyennes respectives de 1,300 et 1,618.

L'étude de la répartition des étoiles dans Messier M_{13} montre pour les étoiles brillantes des irrégularités qui ne sauraient être fortuites et où l'on croit reconnaître une structure en spirale. — R. FORTRAT.

Le système galactique. — **Shapley** (H.) [*Nat.*, **110** (1922), 545-547 ; 578-587]. — Dans le monde sidéral connu se manifeste, parmi les corps qui s'y trouvent, une tendance associative évidente, qui explique l'existence de certains groupes stellaires comme les Pléiades. Ces divers produits de l'organisation gravitationnelle ne sont eux-mêmes que des parties de systèmes plus grands encore, et l'une des préoccupations les plus passionnantes de l'astronomie actuelle est l'essai pratiqué de divers côtés de découvrir la structure de l'univers sidéral. Le présent travail se propose de discuter les résultats relatifs à la structure et à l'étendue du système sidéral, obtenus à la suite de récents travaux sur les amas stellaires et les étoiles variables.

Il semble que nous soyons en présence de trois types principaux de corps célestes : les nébuleuses diffuses, les étoiles et les nébuleuses spirales. Les deux premiers types paraissent liés entre eux par une relation de descendance, les étoiles dérivant, par évolution, des nébuleuses. C'est de là que provient vraisemblablement l'organisation des étoiles en groupes, dont les plus fréquents sont les amas globulaires. Et notre système galactique peut être considéré comme résultant de combinaisons de ces amas globulaires.

L'auteur prend pour base de sa discussion les trois hypothèses suivantes : 1° L'organisation et les mouvements des corps célestes sont dus aux forces de gravitation ; 2° La validité des lois de la physique que nous connaissons s'étend à tout l'espace astronomique ; 3° La théorie de l'évolution stellaire due à Russell et Eddington est exacte dans ses grandes lignes.

Parmi les groupements d'étoiles, les amas globulaires se présentent avec des caractères assez constants. Ils sont extrêmement éloignés, ce qui correspond à un éclat considérable des étoiles qui les forment. On peut compter un nombre de ces étoiles très brillantes de l'ordre de 10000 par amas, accompagnées vraisemblablement d'un nombre bien plus grand d'étoiles naines, pour le moment invisibles. Il semble y avoir similitude remarquable entre les étoiles des amas globulaires et celles qui avoisinent le système solaire.

La structure de la galaxie. — Des mesures de distance des amas globulaires ont fourni pour les plus éloignés des nombres énormes. D'ailleurs, ces amas paraissent appartenir à la galaxie : ce qui conduit pour celle-ci à des dimensions considérables : au moins 100 000 parsecs, soit plus de 300000 années de lumière.

D'ailleurs, la distribution des amas qui la composent n'est pas uniforme, le plus grand nombre se trouvant sur le bord sud de la voie lactée. Cette répartition dissymétrique constitue une indication de la position très excentrique du soleil dans le système galactique. C'est dans cette même région sud du ciel que l'on trouve les plus denses nuages d'étoiles galactiques et la plus grande fréquence des faibles novæ, ce qui conduit aussi à l'idée d'une plus grande profondeur du système galactique dans la direction du Sagittaire. — L. Brüninghaus.

Une explication partielle, par les longueurs d'onde, du terme K des étoiles du type B. — **Albrecht (S.)** [*Astroph. Journ.*, **57** (1923), 57-62]. — Dans la mesure des vitesses radiales des étoiles, la précision est assez faible et dépend du type considéré. L'origine des erreurs systématiques est désignée par le terme K. De même que la cause d'erreur a pu être attribuée déjà à des erreurs de longueur d'onde de l'oxygène et de l'azote, elle est attribuée aussi à des erreurs sur les longueurs d'onde du silicium et de l'hélium. L'erreur peut être réduite, pour les étoiles B_0 à B_2, à 2 km : s ; à 1 km : s pour les étoiles B_3 et à 0,3 km : s pour les étoiles B_5 à B_8.

Les raies doubles se prêtent fort mal à une telle mesure et leur emploi a faussé beaucoup de mesures pour les raies B. — R. Fortrat.

Recherches sur les mouvements propres. — IV. Mouvements internes dans la nébuleuse spirale Messier 51. — V. Mouvements internes dans la nébuleuse spirale Messier 81. — **van Maanen (A.)** [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 237-245 ; 347-356]. — Les mouvements propres des nébuleuses spirales Messier 51 et Messier 81 et les mouvements relatifs de leurs différentes parties ont pu être déterminés en comparant les photographies de ces astres prises en 1910 par Ritchey et en 1921 par Duncan au moyen du même appareil, le télescope de 60 pouces du Mont-Wilson. Les positions de 80 points de Messier 51 ont été comparées sur chaque photographie à celles de 20 étoiles voisines ; celles de 104 points de Messier 81 à celles de 14 étoiles voisines.

Le mouvement propre annuel de la nébuleuse Messier 51 est de $+ 0'',006$ en ascension droite et de $+ 0'',001$ en déclinaison ; celui de Messier 81 est de $+0'',014$ en ascension droite et de $- 0'',005$ en déclinaison. Parmi les étoiles voisines de Messier 51 qu'on avait d'abord choisies pour servir de repères, il en est deux de 16e grandeur dont le mouvement propre annuel atteint $0'',15$.

Les mouvements relatifs internes peuvent s'interpréter de deux façons. On peut les considérer comme résultant de la superposition de mouvements radiaux dirigés vers l'extérieur et d'une rotation d'ensemble de la nébuleuse. Pour Messier 51 la valeur moyenne de la rotation annuelle dirigée dans le sens ENWS serait de $0'',019$ ce qui correspond à une période de révolution égale à 45000 années ; la valeur moyenne des déplacements radiaux serait $0'',008$. Pour Messier 81, la rotation moyenne, dirigée encore dans le sens ENWS, serait de $0'',038$ et correspondrait à une période de 58 000 ans, alors que la valeur moyenne des déplacements radiaux serait de $0'',013$.

Mais on peut aussi bien décomposer les mouvements mesurés en mouvements dirigés suivant les spires de la nébuleuse et en mouvements transversaux

à ces directions et dirigés vers l'extérieur. Les premiers se font à l'allure de 0",021 ENWS par an dans Messier 51, de 0",039 ENWS dans Messier 81, les seconds à l'allure très faible de 0",003 dans Messier 51, de 0"007 dans Messier 81.

Les observations ne s'accordent donc pas du tout avec l'idée d'une rotation d'ensemble des nébuleuses spirales, puisque la grandeur des mouvements radiaux est égale à 0,42 de la grandeur de la rotation dans Messier 51, à 0,34 dans Messier 81. Elles s'accordent bien mieux avec l'hypothèse suivant laquelle les mouvements dans les nébuleuses spirales se font suivant les spires de ces nébuleuses. Les résultats obtenus précédemment pour les nébuleuses Messier 101 et Messier 33 renforcent encore cette conclusion. Il semble donc que les nébuleuses spirales ont dû se former suivant le mécanisme indiqué par Jeans dans son ouvrage : Problèmes de cosmogonie et de dynamique stellaire. — F. Croze.

Méthode permettant de déduire la distance des étoiles du type A. — **Adams** (W.-S.) **et Joy** (A.-H.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 8 (1922) 173-176]. — Les auteurs montrent que pour les étoiles individuelles possédant un spectre du type A, l'observation du type spectral et des caractéristiques des raies spectrales permet de déterminer la grandeur absolue de la parallaxe avec une précision comparable à celle donnée par les autres méthodes employées. — Mg. J. Rivière.

La température de l'atmosphère extérieure d'une étoile. — **Milne** (E.-A.) [*Month. Not. R. A. S.*, **82** (1922), 368-371]. — Schwarzschild a montré, dans ses travaux sur l'équilibre radiatif, que la température absolue à la surface d'un astre pouvait se déduire très simplement de la température effective, pourvu que la matière de celui-ci absorbe également toutes les radiations, c'est-à-dire soit composée de corps « gris ». E.-A. Milne généralise ici le résultat de Schwarzschild en l'étendant avec certaines restrictions à des corps quelconques et en montrant l'influence d'un changement d'altitude du point envisagé au-dessus de la surface.

J. Bosler.

Sur le passage d'une étoile à travers une nébuleuse. — **Brown** (E.-W.) [*Astroph. Journ.*, **53** (1921), 169-178]. — Pour faire la théorie des effets du passage d'une étoile à travers une nébuleuse, l'auteur suppose que la nébuleuse considérée est assimilable à un essaim de particules. La dissémination de ces particules est supposée assez grande pour qu'on puisse négliger les effets du choc entre ces particules en l'absence de toute perturbation dans l'état de l'amas et l'attraction gravitationnelle de l'ensemble de l'amas sur les particules constituantes. On suppose de plus que l'étoile passe à l'intérieur de l'amas avec une vitesse constante par rapport à l'amas. Dans ces conditions, chaque particule de l'amas décrit par rapport à l'étoile supposée immobile une trajectoire qui, rectiligne loin de l'étoile, devient une hyperbole au voisinage de celle-ci. Toutes les particules qui se trouvaient à l'origine à une distance b de l'étoile croiseront la route suivie par elle en un même point situé derrière elle, à une distance $\frac{b^2}{2a}$ de son centre : a est le rapport de la masse de l'étoile au carré de sa vitesse. Si on suppose que les particules qui convergent ainsi sur la trajectoire de l'étoile viennent à se choquer, on doit s'attendre à la production d'un cône gazeux, dont l'angle au sommet β est tel que $\sin\beta$ soit égal au rapport de la vitesse moyenne des molécules du gaz à la vitesse relative de l'étoile et de l'amas.

Cette théorie suggère une explication de la forme de certaines nébuleuses, telles

que la nébuleuse de Hubble, N. G. C. 2 261, qui est formé d'un noyau lumineux comme une étoile et d'un appendice en forme de cerf-volant. — F. Croze.

Eclat de surface du système galactique vu d'un point extérieur éloigné : comparaison sur les nébuleuses spirales. — Seares (F.-H.) [*Astrophys. Journ.*, 52 (1920), 162-183]. — En utilisant les résultats de Kapteyn et van Rhyn sur la distribution des étoiles des diverses grandeurs dans la galaxie, Seares a calculé l'éclat de surface du système galactique, tel qu'il apparaîtrait à un observateur très éloigné sur la ligne des pôles galactiques. Cet observateur ne pourrait distinguer les étoiles les unes des autres, et la galaxie lui apparaîtrait comme une surface lumineuse de forme à peu près circulaire. L'éclat de cette surface n'est pas uniforme : il atteint sa plus grande valeur dans la région voisine du centre et alors il correspond à une grandeur visuelle 23 par seconde d'arc carré.

L'éclat des nébuleuses spirales connues jusqu'ici est toujours plus grand, et parfois beaucoup plus (100 fois pour la nébuleuse d'Andromède). Ceci indique que ces astres doivent être, ou bien des nébuleuses proprement dites, ou, s'ils sont formés d'étoiles, comprendre un plus grand nombre d'étoiles brillantes que notre galaxie. Celle-ci ne peut donc pas être considérée comme une nébuleuse spirale typique.

F. Croze.

Excentricité des orbites d'étoiles doubles. — [*Nat.*, 109 (1922), 560]. — Dans un travail récent, Russel a montré qu'il est possible de déduire les excentricités moyennes, par l'emploi de méthodes statistiques, même dans le cas des systèmes à longues périodes dans lesquels on n'a pu décrire qu'une très petite portion de l'orbite. On note l'angle que fait la tangente et le rayon vecteur, et on compare la distribution observée des angles avec celle résultant de différentes valeurs supposées de l'excentricité. Des observations de 750 étoiles doubles, il a pu déduire une excentricité moyenne légèrement supérieure à 0,6, valeur peu différente de celle qui résulte d'observations directes sur des étoiles dont les orbites sont connues. Ce résultat est important au point de vue cosmogonique, car les orbites envisagées doivent être très grandes et les périodes mesurées par des milliers d'années.

L. Brüninghaus.

La distribution des grandes nébuleuses spirales par rapport à la Voie lactée. — Reynolds (J.-H.) [*Month. Not. R. A. S.*, 81 (1920), 129-131]. — On croit généralement que les nébuleuses spirales abondent près des *deux pôles* de la Voie lactée pour se montrer plus rares dans le plan équatorial. J.-H. Reynolds montre ici, par une statistique des belles spirales, que l'hémisphère nord est beaucoup plus riche que l'autre. De même, en longitude galactique, la distribution est loin d'être uniforme. — J. Bosler.

Une étude des nébuleuses obscures. — [*Nat.*, 109 (1922), 455]. — On sait qu'on explique la faible densité en étoiles de certaines régions du ciel par l'existence de substances obscures, nébulosités sombres qui masquent une partie du ciel. J.-G. Hagen, de l'observatoire du Vatican, a pu examiner certaines de ces régions, et il a réussi à apercevoir ces nébulosités, non comme des objets sombres, mais simplement peu lumineux. Bien qu'il y en ait à peu près dans toutes les parties du ciel, leur distribution n'est pas uniforme et leur densité est maxima près des pôles galactiques. Les champs galactiques riches en étoiles en sont dépourvus et l'auteur suppose que dans ces régions toute la matière nébuleuse s'est transformée en étoiles. — L. Brüninghaus.

Détermination de la grandeur des étoiles à la thermopile. — [*Nat.*, **109** (1922), 528]. — Il s'agit d'une nouvelle méthode de détermination de la grandeur des étoiles due à J. Schilt, par l'emploi de la pile thermoélectrique. La méthode est simple et rapide, l'équilibre de température étant atteint en trois secondes.

L. Brüninghaus.

Relation entre le type spectral et la grandeur. — [*Nat.*, **109** (1922), 281]. — Le catalogue de spectres d'étoiles de Draper contient 225 000 étoiles. Plus de 99 pour 100 des étoiles appartiennent aux groupes principaux B, A, F, G, K et M. Les étoiles chaudes A et les plus froides K sont les plus nombreuses, pour toutes les grandeurs. La fréquence des étoiles G s'accroît très rapidement à mesure que la grandeur augmente. — L. Brüninghaus.

Séance de la British Astronomical Association du 30 novembre 1921. — [*Obs.*, **45** (1922), 10-11]. — Royds résume les recherches effectuées aux Indes à l'observatoire de Kodaikanal notamment sur la photographie spectrohéliographique du Soleil en lumière Hα ainsi que sur les diverses causes de variation des raies spectrales (effets de pression, élargissements dissymétriques, etc.).

Peter Doig présente un travail sur la théorie de Russell concernant l'évolution stellaire ; l'auteur insiste sur certaines anomalies telles que le faible compagnon de Sirius qui est pourtant de type A ou la très peu brillante étoile de type F signalée par van Maanen.

Enfin Gaythorpe commente, avec Crommelin, l'astre assez énigmatique observé près du Soleil le 6 août 1921. — J. Bosler.

Particularités des spectres des étoiles de type M à raies brillantes. — **Butler** (C.-P.) [*Obs.*, **45** (1922), 15-17]. — Il n'y a pas longtemps encore, les astronomes plaçaient aux deux extrémités de l'échelle évolutive d'un côté les étoiles de type O (Wolf-Rayet) et les nébuleuses gazeuses, de l'autre les variables à longue période comme Mira Ceti, qui, malgré leurs raies brillantes, sont de type M.

La découverte en 1919 des raies nébulaires dans R. Aquarii a donc beaucoup surpris. C.-P. Butler rappelle un cas analogue : celui de T Coronæ qui, cataloguée vers 1855, eut en 1866 un paroxysme au cours duquel elle présenta les raies nébulaires et fut considérée comme étoile nouvelle : on l'avait regardée depuis lors comme une variable à longue période. C.-P. Butler se demande si ces variables ne seraient pas apparentées aux novæ et si l'évolution stellaire au lieu d'avoir un commencement et une fin — comme le veulent aussi bien la théorie ancienne que celle de Russell — ne constituerait pas en réalité un cycle fermé. — J. Bosler.

La série de Pickering dans les étoiles de type O. — [*Obs.*, **45** (1922), 25]. — Dans les spectres de deux étoiles à hélium, 10 Lacertæ et 9 Sagittæ, Plaskett a découvert la présence simultanée des raies de l'hydrogène (série de Balmer) et des raies de la série de Pickering, attribuées maintenant à l'hélium ionisé. En même temps la raie $\lambda = 4\,481$ Å du magnésium ionisé est presque invisible. Ces faits ne cadrent guère avec la théorie récente de M.-N. Saha et attendent une interprétation.

J. Bosler.

Le spectre de o Ceti en 1919. — **Shane** (C.-D.) [*Lick. Obs. Bull.*, **10** (1922), 131-134]. — L'auteur a étudié photographiquement à Lick le spectre de Mira Ceti (o Ceti) dans les régions visible, photographique et ultraviolette. Les 17 premières raies de la série de Balmer de l'hydrogène ont été relevées dans cette variable à

longue période, ainsi qu'une soixantaine de bandes d'absorption de la région visible. Lors du minimum, l'étoile devient plus rouge et les bandes d'absorption augmentent d'intensité : elles sont généralement dues à TiO^2. Le mémoire est accompagné de planches et de listes de longueurs d'onde ainsi que d'une description détaillée du spectre. — J. Bosler.

Théorie des queues cométaires. — Bélopolsky (A.) [*Obs.*, 45 (1922), 110-112]. — Extrait d'une lettre (en français) où A. Bélopolsky applique à quelques comètes récentes les théories de Bredikhine sur les différentes espèces de queues cométaires selon la nature des gaz constituants. L'auteur effectue quelques calculs où il cherche à déduire la composition chimique des queues en partant de leur courbure. — J. Bosler.

Longueurs d'onde effectives des étoiles en fonction du type spectral et de l'indice de coloration. — Davidson (C.) et Martin (E.) [*Month. Not. R. A. S.*, 82 (1921), 65-77]. — Les frères Henry avaient proposé autrefois de placer devant l'objectif d'une lunette un réseau (formé d'une trame de fils de fer) : on obtient ainsi de chaque étoile une double série de petits spectres diffractés ayant chacun leur maximum d'intensité au point où l'action chimique de la lumière a été la plus forte. La distance, mesurée à la machine sur les clichés, des points les plus noirs des 2 spectres du 1er ordre dépend ainsi de la couleur de l'étoile et partant de son type spectral. C'est la méthode employée par Hertzsprung et Bergstrand pour obtenir d'un seul coup la classe spectrale de toutes les étoiles d'un champ photographique. G. Davidson et E. Martin ont appliqué ce procédé à Greenwich avec un télescope de 30 pouces diaphragmé à 20. Les résultats ont été excellents et Davidson et Martin envisagent une extension de la carte du ciel aux types spectraux, ainsi que cela a déjà été proposé dans d'autres observatoires. — J. Bosler.

La variable à éclipses 1. H. Cassiopeiæ : mise en évidence de l'obscurcissement du bord d'un disque stellaire. — Stebbins (J.) [*Astroph. Journ.*, 54 (1921), 81-92]. — Les observations faites de 1917 à 1921 au moyen d'un photomètre photoélectrique montrent que l'étoile 1. H. Cassiopeiæ est une *variable à éclipses*. Les amplitudes respectives du minimum primaire et du minimum secondaire sont 0,132 M et 0,032 M. La lumière garde une intensité constante pendant la plus grande partie de ces périodes de minimum, ce qui montre que les éclipses sont ou annulaires ou totales.

L'accord est satisfaisant entre les éléments qu'on a déduits de la courbe de lumière pour le système de l'étoile 1. H. Cassiopeiæ et de son compagnon et ceux qui sont déduits des observations spectroscopiques faites à l'Observatoire d'Allegheny en 1908 et 1909. La période de variations est 6,066 jours, l'excentricité de l'orbite décrite par le compagnon est 0,25 ; celui-ci a un diamètre qui est les 0,346 du diamètre de l'astre principal qui a un éclat est 4 fois plus grand que le sien, mais une densité 7 fois plus grande que la sienne. Les observations photométriques et les observations spectroscopiques sont cependant en désaccord sur la phase et la durée du minimum secondaire : ce désaccord provient peut-être de ce que la ligne des apsides de l'orbite du compagnon n'est pas fixe et a tourné de 1908 à 1917.

La variation de lumière de 1. H. Cassiopeiæ étant due à une éclipse annulaire par un compagnon beaucoup plus petit que l'axe principal, on se trouve dans les meilleures conditions pour mettre en évidence, si elle existe, la diminution d'éclat de cet astre de son centre à son bord. Cette diminution n'a pu être constatée,

bien que l'erreur probable des mesures de grandeur fut seulement ± 0,0036 M. Ce résultat négatif montre que dans les étoiles du type spectral B_3 l'obscurcissement du bord doit être bien plus faible que dans le soleil. — F. Croze.

Changements périodiques de longueur d'onde et de type spectral dans l'étoile l Carinæ. — **Albrecht** (S.) [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 161-191]. Etant donné que les longueurs d'onde d'un grand nombre de raies des spectres stellaires changent progressivement d'un type spectral à un autre, on pouvait s'attendre à observer des changements périodiques de longueurs d'ondes dans les raies d'une étoile variable. L'étude détaillée du spectre de l'étoile l Carinæ montre l'exactitude de cette prévision.

Après avoir donné les résultats des mesures faites sur 178 raies comprises entre $\lambda = 4\,236$ Å et $\lambda = 4\,495$ Å, à partir de 17 spectrogrammes obtenus avec le spectographe à trois prismes de l'Observatoire Lick, l'auteur montre que les longueurs d'onde de ces raies varient de 0,05 à 0,2 Å pendant la durée d'une période. En même temps le type spectral de l'étoile se modifie : en prenant la moyenne des indications fournies par les différentes raies mesurées, on trouve que l'étoile passe du type F_8, qu'elle atteint au moment de son maximum de lumière, au type G_9 qui correspond au moment du minimum. De ce changement de type spectral se déduit un changement de l'indice de couleur conforme à celui qui a été obtenu ou déduit pour d'autres Céphéides ; ce qui prouve que la couleur d'une étoile n'est pas liée seulement à l'état des seules raies de l'hydrogène, mais à l'ensemble des raies qui figurent dans son spectre.

Les Céphéides sont d'ailleurs de type spectral d'autant plus avancé que leur période est plus longue, mais l'amplitude de leur variation de type est égale à l'intervalle d'un type au suivant, quelle que soit la durée de la période. — F. Croze.

Etude photométrique de γ Camelopardalis. — **Dugan** (R.-S.) [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 217-226]. — L'auteur a établi la courbe de lumière de l'étoile variable γ Camelopardalis à partir de 1 035 observations photométriques, l'erreur probable de chaque observation étant ± 0,044 M. Cette courbe montre qu'on a affaire à une variable à éclipses, pour laquelle les éclipses partielles durent environ 12 heures et demie chacune et dont les composantes sont des ellipsoïdes. L'amplitude de la variation est 1,73 M. pour le minimum primaire et 0,05 pour le minimum secondaire. — F. Croze.

Etudes sur les amas stellaires fondées sur les couleurs et les grandeurs des étoiles. XIX. — **Shapley** (H.) et **Richmond** (M.-L.) [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 323-334]. — Relevé des grandeurs photographiques et photovisuelles et des indices de couleur de 821 étoiles contenues dans quatre degrés carrés à l'intérieur de l'amas des Pléiades. Les étoiles de grandeur photographique inférieure à 11,0 ou de grandeur photovisuelle inférieure à 10,0 n'ont pas été comprises dans ce catalogue. — F. Croze.

Détermination des températures effectives de quelques étoiles et de leur color index. — **Nordmann** (Ch.) et **Le Morvan** [*C. R.*, **173** (1921), 72]. — Résultats des comparaisons des éclats à travers l'écran rouge et l'écran bleu du photomètre hétérochrome de Nordmann, pour 17 étoiles de divers types spectraux. Le tableau donne, pour chaque étoile, le logarithme du rapport R/B des deux éclats, et la valeur de la fonction de R/B que l'un des auteurs a définie sous le nom

de température effective absolue de l'étoile. Ce rapport est très directement lié aussi, comme il est évident a priori, au « color-index » qui définit la différence entre la grandeur visuelle et la grandeur photographique de l'étoile : le tableau montre que les valeurs indiquées pour log B/R, multipliées par 2,5, reproduisent assez bien les valeurs admises par King pour les « color-index » des mêmes étoiles, modifiées par une constante additive dont la valeur n'est pas indiquée dans la note.

J. Villey.

Remarque sur une communication récente. — Nordmann [*C. R.*, **173** (**1921**), 380]. — Les écrans utilisés pour les mesures visées dans la note ci-dessus, sont constitués par des cuves à faces parallèles d'une épaisseur de 5 mm contenant les liquides suivants :

Écran rouge.		Écran bleu.	
Rouge de Hœchst n° 1........	1 g	Sulfate de cuivre cristallisé ...	20 g
Eau distillée................	500 —	Eau et ammoniaque Q. S......	375 —

J. Villey.

Observation d'une étoile anormale au photomètre hétérochrome de l'Observatoire de Paris. — Nordmann (Ch.) et Le Morvan [*C. R.*, **174** (1922), **101**]. — L'étoile 13 Céphée appartient au type spectral des étoiles à hydrogène ; mais l'intensité des rayons de cette étoile vue à travers l'écran rouge du photomètre est, proportionnellement à son intensité à travers l'écran bleu, près de deux fois plus grande que ne le comporte son type spectral. Il en résulte que sa « température effective », déduite de la loi de Planck, est seulement d'environ 5 130° absolus, donc inférieure à celle du soleil. La raison de cette anomalie est très probablement l'existence d'une atmosphère exceptionnellement absorbante entourant l'étoile considérée. — A. Blanc.

Observation d'un phénomène singulier que présente l'étoile θ de la Grande Ourse. — Nordmann (Ch.) et Le Morvan [*C. R.*, **174** (1922), 669]. — Les observations faites au moyen du photomètre hétérochrome de l'Observatoire de Paris ont montré que les étoiles ι et θ de la Grande Ourse présentent sensiblement la même répartition de l'intensité dans le spectre, ce qui est tout à fait anormal, car ces deux étoiles appartiennent à des types spectraux très différents. L'anomalie provient de l'étoile θ qui, bien que voisine du type solaire par ses raies spectrales, présente une température effective voisine de celle des étoiles très chaudes à hydrogène. Cela montre que la correspondance existant entre les caractères spectraux des étoiles et leurs températures effectives ne peut avoir qu'une signification moyenne comportant de nombreuses exceptions individuelles.

A. Blanc.

Observations d'étoiles du type N et notamment d'une étoile à température effective extrêmement basse, au moyen du photomètre hétérochrome de l'Observatoire. — Nordmann (Ch.) et Le Morvan [*C. R.*, **174** (**1922**), **1 690**]. — Il résulte de ces observations que la température effective des étoiles du type N n'est pas toujours inférieure à celle des étoiles du type M. Une des étoiles observées (112 559 H. D.) possède la température effective la plus basse qui ait encore été déterminée. — A. Blanc.

Sur la spectrophotométrie des étoiles carbonées. — Salet [*C. R.*, **173** (1921), 828]. — Résultat de l'étude spectrophotométrique de ces étoiles, faite par la méthode des écrans colorés de Ch. Nordmann. Le fort obscurcissement de la partie bleue du spectre peut être dû en partie à la faible température de ces étoiles ou à une absorption générale, mais elle peut provenir surtout des raies et des bandes d'absorption, de plus en plus nombreuses dans la partie la plus réfrangible du spectre, quand on passe des étoiles blanches aux étoiles rouges.

A. Blanc.

Sur les éclats intrinsèques et les « diamètres effectifs » des étoiles. — Nordmann (Ch.) [*C. R.*, **173** (1921), 578]. — Réclamation de priorité à propos d'un travail de J. Wilsing, de Potsdam, sur les couleurs, les éclats et les diamètres des étoiles déterminés avec l'aide de la loi du rayonnement de Planck. Les résultats de J. Wilsing sont, d'ailleurs, en bon accord avec ceux de l'auteur. Comparaison des méthodes employées aux Observatoires de Paris et de Potsdam pour déterminer les températures effectives des étoiles. — A. Blanc.

Les spectres des étoiles temporaires. Première partie : Examen préliminaire du spectre de l'étoile Nova Ophiuci (1919). — Wright (W.-H.) [*Lick. Obs. Bull.*, **14** (1920), 1-26,]. — L'auteur s'est proposé de rassembler dans une série de mémoires l'ensemble des résultats obtenus depuis 1901 à l'Observatoire Lick sur les spectres des étoiles temporaires. Le premier de la série est consacré à l'étoile temporaire d'Ophiucus découverte par Miss Mackie de l'Observatoire Haward, sur une photographie du ciel prise le 20 août 1919. L'intensité lumineuse de cette étoile a passé par un premier maximum au milieu du mois de septembre 1919. Les observations commencées à l'Observatoire de Lick le 30 octobre suivant et poursuivies jusqu'au 22 novembre de la même année, reprises le 13 février 1920 et continuées jusqu'au 11 août suivant, ont montré que l'étoile a passé par un second maximum vers le 5 novembre. Son intensité, qui correspondait alors à la grandeur 7,2, a décru ensuite rapidement jusqu'au 10 novembre, puis plus lentement. Le 22 novembre, elle correspondait à la 9e grandeur.

Au voisinage du maximum, le spectre des étoiles temporaires est formé de bandes brillantes qui se détachent sur un fond continu moins intense et interrompu par des raies sombres. Dans le cas de Nova Ophiuci (1919), les observations ont montré que le passage par le maximum a été marqué par un accroissement de l'intensité du spectre continu par rapport à celle des bandes d'émission.

Ces bandes sont des raies très élargies : les unes appartiennent à l'hydrogène, d'autres sont des raies d'étincelle (enhanced lines) du calcium, du fer et du titane ; un certain nombre qu'on a déjà trouvées dans d'autres étoiles temporaires ne correspondent à aucun élément connu. L'identification faite par Lockyer et ses élèves de certaines raies d'émission des étoiles temporaires avec des raies d'étincelle du fer se trouve ainsi confirmée.

Le spectre d absorption est formé pratiquement des mêmes raies que celui de la Nova Geminorum (1912) au voisinage de son maximum. Il ressemble beaucoup à celui de α Cygni et, comme ce dernier, il est caractérisé par la présence des raies d'étincelle de plusieurs métaux : il s'en distingue en ce que les raies du titane sont plus intenses et les raies du fer plus faibles, bien que les raies brillantes du fer soient, dans le spectre de la Nova, plus intenses que les raies brillantes du titane. Au moment du maximum, on a observé un renforcement des raies du strontium, du calcium, et d'une façon moins nette, de celles du scandium. La même observation avait été faite sur l'étoile Nova Geminorum (2) : on peut donc, au moins pro-

visoirement regarder les raies de ces métaux comme caractéristiques du spectre d'une nova au moment du maximum.

Les raies et bandes d'absorption auxquelles correspondent dans le spectre de la Nova des raies ou des bandes d'émission se trouvent en général sur le bord violet de celles-ci. Les raies H et K du calcium font exception : les bandes d'émission H et K sont coupées en deux par de fines raies d'absorption qui occupent approximativement les positions normales des raies H et K dans le spectre du calcium. Si on corrige leur position de l'effet Döppler correspondant au mouvement de la terre par rapport au soleil, sans la corriger du mouvement du soleil dans l'espace, on trouve que l'effet Döppler résiduel, qui ne correspond pas au mouvement de l'étoile donné par les autres raies, ne correspond pas davantage au mouvement du soleil dans l'espace. Le milieu absorbant qui produit ces raies n'est donc au repos ni par rapport à l'étoile, ni par rapport à l'ensemble de l'univers visible.

Sept mois et demi après le maximum de septembre le spectre de nova Ophiuci (1919) est entré dans sa phase nébulaire. En outre des raies ordinairement attribuées à cette phase des spectres des Novæ, il contient très probablement des raies du spectre d'étincelle et du spectre ordinaire de l'azote.

F. Croze.

Les spectres des couples d'étoiles en relation physique et la théorie des nains et des géants. — **Doig (P.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **82** (1922), 372-381]. — La question de savoir si, dans les systèmes d'étoiles doubles, l'étoile la plus faible possède un spectre plus avancé que sa compagne a été souvent discutée : sa solution nous apporterait une donnée intéressante au point de vue cosmogonique. P. Doig a étudié sous ce rapport les divers catalogues ou listes publiés de types spectraux d'étoiles : dans le cas où le couple comprend une étoile de très grand éclat absolu (un « géant »), le compagnon est en général de type moins avancé ; au contraire si les deux astres ont un faible éclat absolu (c'est-à-dire si ce sont des « nains ») le moins brillant est en général de type plus avancé. L'auteur commente en détail ses résultats. — J. Bosler.

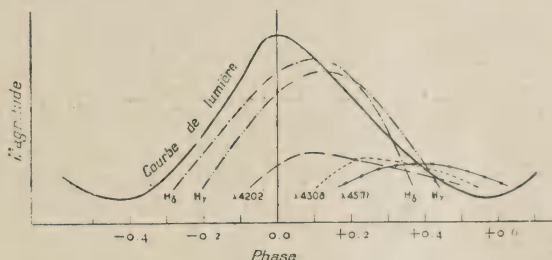
La température de o Ceti. — **Milne (E.-A.)** [*Obs.*, **45** (1922), 223-224]. — Les observations faites en 1921 au Mont Wilson par Nicholson et Pettit ont révélé, grâce à l'emploi de piles thermo-électriques, que l'étoile variable Mira (ou o) Ceti possède, lors du minimum, un rayonnement infra-rouge très abondant. Sa température est donc à ce moment très basse — E.-A. Milne l'évalue à 1700° abs. — Or, quand la température d'un astre est peu élevée, il suffit d'une variation relativement faible de celle-ci pour correspondre à un changement d'éclat très notable : ceci résulte des propriétés des corps noirs. E.-A. Milne suggère qu'il y a peut-être, dans cet ordre d'idées, une explication du fait que les variables à longue période (comme Mira Ceti) manifestent de très fortes fluctuations d'éclat alors que les Céphéides, beaucoup plus chaudes, varient dans des limites bien plus étroites. La température serait alors, dans ces phénomènes, le facteur prédominant.

J. Bosler.

Température effective des étoiles. — [*Nat.*, **109** (1922), 560]. — Les écarts entre les résultats obtenus par divers expérimentateurs dans la mesure de la température des étoiles s'expliquent peut-être du fait que la portion du spectre choisie par chacun d'eux pour faire la mesure diffère de l'un à l'autre, et peut s'écarter plus ou moins de la région où l'énergie est maxima. Pour parer à cette cause d'erreur, W. W. Coblentz vient de faire des mesures en se servant de l'éner-

gie totale du spectre de l'étoile considérée, et en déterminant la loi de distribution de cette énergie dans le spectre, tout au moins entre les limites suffisamment éloignées de 0,3 μ et 10 μ. Les nombre obtenus vont de 3000° absolus pour β *Pegasi* à 13000° pour ε *Orionis*, températures extrêmes pour les 16 étoiles qui ont été mesurées. — L. Brüninghaus.

Changements périodiques caractéristiques des raies brillantes des spectres stellaires de la classe Md. — Merrill (P.-W.) [*Astroph. Journ.*, 53 (1921), 185-200]. — L'auteur a étudié les spectres des étoiles variables à longue période R. Leonis, R. Hydræ, R. Serpentis, X. Ophiuci, χ Cycni et T. Cephei. Ces étoiles appartiennent au même type de variables que o Ceti (Mira Ceti). Leurs spectres appartiennent à la classe Md. et contiennent des raies brillantes, en outre du fond continu et des raies sombres caractérisques des spectres d'étoiles. Celles de ces raies brillantes que l'on rencontre le plus fréquemment sont Hδ, Hγ, λ = 4 202 Å Fe, λ = 4 368 Å Fe, λ = 4 571 Å Mg.



L'auteur donne la courbe typique des changements périodiques de ces raies. Elles apparaissent après que l'étoile a passé par son minimum d'intensité et dans l'ordre indiqué : elles atteignent leur maximum après le maximum de la courbe de lumière de l'étoile. On remarquera que la raie H δ d'abord plus intense que la raie Hγ, devient moins intense que cette dernière un peu après avoir passé par un maximum. — F. Croze.

Soleils géants. — Turner (H.-H.) [*Ann. Rep. Smithson. Inst.*, (1920), 173-182]. — Ce mémoire a déjà paru dans les Proc. Weekly Evening de la Royal Institution. L'auteur explique quelle est l'évolution des étoiles d'après les travaux de Russell, c'est-à-dire qu'une étoile du type N, par exemple, devient de plus en plus chaude, passe par les types R, M, K, G, F, A et B, puis se refroidit et repasse en se refroidissant par les mêmes différents types d'étoile.

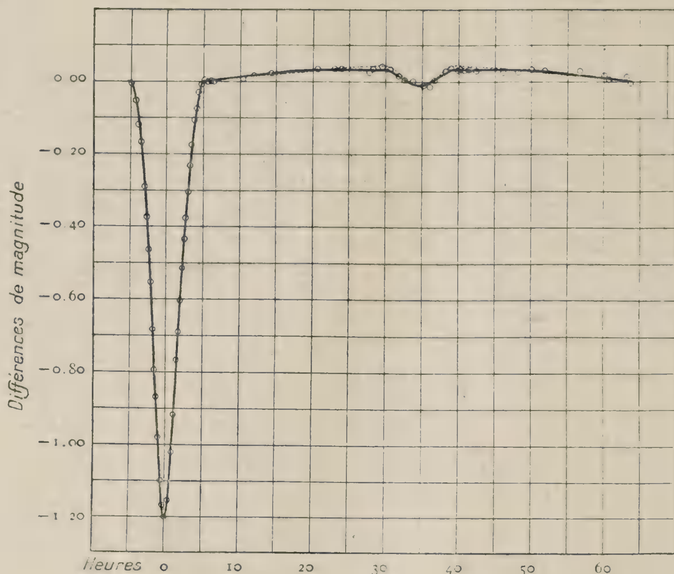
Ed. Salles.

Les dimensions des étoiles. — Lange (R.) [*Rev. Quest. Sc.*, **2** (1922), 365-385]. — Exposé élémentaire très documenté de la question.

Ed. Salles.

Etude photoélectrique d'Algol. — Stebbins (J.) [*Astroph. Journ.*, 53 (1921), 105-120]. — L'auteur a repris, au moyen d'un photomètre photo-électrique, l'étude de l'étoile variable Algol. Les observations ont été faites pendant l'hiver 1919-1920 ; elles ont permis de préciser la courbe de lumière que l'auteur avait attribuée à cette étoile, à la suite des observations qu'il avait faites en 1909-1910 avec un photomètre à sélénium. D'après les anciennes observations, cette

courbe, présente en outre du minimum principal, un minimum secondaire : elle montre que dans l'intervalle de temps qui sépare deux minima principaux, la grandeur de l'étoile n'est pas constante. Celle que donne la nouvelle série d'ob-



servations montre de plus que les étoiles composantes du système d'Algol doivent être elliptiques, mais que l'orbite peut être considérée comme circulaire : l'étoile satellite doit être un peu plus jaune que l'étoile principale.

F. CROZE.

Méthodes spectrophotométriques pour déterminer la luminosité des étoiles. — **Lindblad** (B.) [*Astroph. Journ.*, **55** (1922), 85-118]. — 1. L'auteur donne deux méthodes spectrophotométriques qui peuvent être utilisées pour déterminer les grandeurs absolues des étoiles. La première consiste à comparer les intensités relatives des portions des spectres comprises, l'une entre 3 895 et 3 907 Å, l'autre entre 3 907 et 3 925 Å ; la seconde consiste à comparer dans ces spectres les intensités des bandes du cyanogène et des régions spectrales adjacentes.

Pour appliquer la première méthode, l'auteur, se servant d'un prisme-objectif de 6° attaché à une lunette de 10 pouces, photographiait sur la même plaque une série de spectres des étoiles contenues dans le champ, la durée de la pose sur chaque spectre étant toujours 0,707 de la durée de la pose sur le spectre précédent. Il déterminait ainsi le rapport $E = \frac{t_2}{t_1}$ des temps de pose nécessaires pour obtenir la même intensité sur les deux régions spectrales considérées dans le spectre de chaque étoile. Les recherches ont porté, d'une part sur des étoiles appartenant à des groupes connus, ayant les mêmes mouvements propres et par suite les mêmes parallaxes, — les groupes des Hyades, des Pléiades, de la Grande Ourse, de la Crèche, — et d'autre part sur des étoiles dont les parallaxes spectroscopiques sont connues, 107 étoiles des types spectraux A et B et 74 étoiles des types plus avancés.

Elles ont montré que, pour les étoiles des types allant de B_8 à A_3, il y a une relation définie entre la valeur du rapport E et la grandeur absolue M, la variation étant telle que, même avec la faible dispersion utilisée, l'erreur probable dans la détermination de la grandeur M des étoiles de ces types et de grandeur comprises entre 0 et 4, ne dépasse pas 0,4 M. Le tableau suivant résume ces résultats.

	Type spectral B_8 — A_2.				
log E	0,10	0,15	0,20	0,25	0,28
M	+ 0,08	0,80	1,55	2,77	3,68
	Type spectral A_3.				
log E	0,10	0,15	0,20	0,22	0,25
M	+ 0,08	0,80	0,62	2,20	3,60

Pour appliquer la seconde méthode, l'auteur s'est servi du même instrument et a employé le même procédé. Il a déterminé l'intensité relative des régions spectrales situées de part et d'autre de $\lambda = 3\,889$ Å dans les spectres de 16 étoiles de parallaxes connues ; et, comme la bande $\lambda = 4\,216$ Å, bien que plus faible, se prête mieux que la bande $\lambda = 3\,883$ Å à l'examen des étoiles rouges, il a déterminé aussi les intensités relatives des régions 4 184 à 4 224 Å et 4 227 à 4 272 Å dans les spectres de 78 étoiles des types avancés. Il a trouvé que l'absorption est beaucoup plus forte dans le cas des étoiles géantes que dans le cas des étoiles naines : en fait, toutes les étoiles pour lesquelles log $E > 0{,}17$ sont des géantes.

2. L'auteur a étudié, au moyen de spectres obtenus avec une spectrographe associé au télescope de 60 pouces, les relations entre les spectres des étoiles des types A et B et les grandeurs absolues de ces étoiles. Il a trouvé que l'accroissement de l'intensité dans la région 3 889 à 3 907 Å par rapport à l'intensité dans la région 3 907 à 3 935 Å est dû à l'élargissement de la raie H_ξ et de quelques raies d'arc du fer et du silicium ; ce qui peut provenir de ce que le gradient de densité dans les couches extérieures de l'atmosphère de ces étoiles est plus grand dans le cas des étoiles les moins lumineuses de ces types. Les étoiles α Cycni et le faible compagnon de 0_2 Eridani représentent les cas extrêmes. L'auteur a, de la même façon, étudié les relations entre le type spectral et la luminosité de 137 étoiles faibles ($m = 10$ à 14) appartenant aux amas Messier 11, Messier 13 et aux aires 63 et 64 du catalogue Harvard.

3. La concordance des résultats obtenus pour la relation entre log E et M, d'après les déterminations relatives aux différents groupes d'étoiles considérés, indique que les valeurs admises pour les parallaxes des Hyades, des Pléiades et de la Crèche, savoir 0,023″, 0,010″ et 0,0072″, ont une précision de 10 p. 100. La valeur trouvée pour Messier 11 est 0,00025″.

4. Au cours de ces recherches, l'auteur a déterminé la constante p de Schwarzschild pour les plaques Seed 23 utilisées et le révélateur employé (révélateur pour rayons X) : elle est égale à $0{,}97 - 0{,}026\,(m\text{-}5)$, m étant la grandeur apparente et variant de 4 à 8. — F. Croze.

Observations des raies des nébuleuses dans le spectre de l'étoile variable à longue période R Aquarü. — Merrill (P.-W.) [*Astroph. Journ.*, 53 (1921), 375-379]. — L'étoile R Aquarü a un spectre de la classe Md, semblable à celui de 85 pour 100 des étoiles variables à longue période.

Le 16 octobre 1919, 43 jours avant l'époque du maximum de lumière de l'étoile, les raies brillantes 4 363 Å, 4 658 Å, 4 959 Å N_2 et 5 007 Å N_1 caractéristiques des nébuleuses et la raie 4 471 Å qu'on rencontre aussi dans les nébuleuses, furent aperçues sur un spectrogramme obtenu au moyen d'un spectrographe à fente associé au télescope Hooker de 100 pouces. Les observations ultérieures ont montré que les raies, superposées au spectre ordinaire de la classe Md, ne participent pas aux variations d'intensité de la lumière émise par l'étoile variable. La mesure des vitesses radiales semble cependant indiquer qu'elles émanent du même astre.

F. Croze.

Sur les déplacements systématiques des raies du spectre de Vénus. — St-John (C.-E.) et Nicholson (S.-B) [*Astroph. Journ.*, 53 (1921), 380-391]. — Evershed et Royds ont trouvé que les raies du spectre de Vénus sont déplacées de quelques milliangströms vers le violet par rapport à celles de la lumière du ciel. Ils ont trouvé que la grandeur de ce déplacement, qui est de 2 à 3 milliangströms quand Vénus est au voisinage de son maximum d'élongation, atteint 6 à 7 milliangströms quand l'angle Vénus-Soleil-Terre s'approche de 180°. Ils ont attribué ce déplacement à un effet Döppler correspondant à une répulsion qu'exercerait la Terre sur les gaz de l'atmosphère solaire : de cette façon, en effet, le déplacement vers le violet des raies du spectre de Vénus devrait être d'autant plus grand que la lumière reçue par Vénus viendrait d'une hémisphère du Soleil plus éloignée de l'hémisphère qui fait face à la Terre.

Pour vérifier le bien-fondé de cette explication, basée sur une action de la Terre que rien ne justifie, St-John et Nicholson ont comparé le spectre de Vénus à celui du Soleil et à celui de la lumière du ciel. Leurs observations, qui s'étendent sur deux périodes de quatre mois, ont été faites au moyen d'un grand réseau plan de 170×95 mm, utilisé dans le premier ordre et associé à un objectif de 18 pieds. Le diamètre de l'image de Vénus projetée sur la fente du spectrographe a varié de 13 mm à 33 mm.

Les observations faites le même jour pour des valeurs différentes de la hauteur de Vénus au dessus de l'horizon ont montré que, toutes les autres conditions restant les mêmes, le déplacement observé est plus grand quand la hauteur de Vénus est plus faible : quand on passe d'une hauteur moyenne de 292°, à une hauteur moyenne de 161°, la moyenne des déplacements vers le violet croît de 2,1 mÅ. Comme d'ailleurs les plus grands déplacements observés, s'ils correspondent bien, comme l'avait noté Evershed, aux valeurs de l'angle Vénus-Soleil-Terre voisines de 180°, correspondent aussi à de faibles hauteurs de Vénus au dessus de l'horizon, St-John et Nicholson concluent de là que la variable déterminante du phénomène n'est pas l'angle Vénus-Soleil-Terre, mais la hauteur de Vénus au dessus de l'horizon, que le déplacement des raies de Vénus n'est pas la conséquence d'un effet Döppler, mais d'une erreur systématique des mesures liée aux effets de la réfraction atmosphérique. Celle-ci est d'autant plus importante que la hauteur au dessus de l'horizon de l'astre observé est plus faible. Elle produit notamment un déplacement de l'image photographique de Vénus par rapport à l'image visuelle qui atteint 8″ quand la hauteur est de 8°. Comme c'est l'image photographique qui est utilisée dans le spectrographe et que c'est l'image visuelle qu'on maintient sur la fente, il y a des chances que la fente ne soit pas éclairée symétriquement. Ces chances sont d'autant

plus grandes et l'erreur qui peut en résulter sur la position des raies doit être d'autant plus grande et plus notable que le diamètre de Vénus est plus petit, c'est-à-dire que la planète est plus voisine de son opposition. En fait les déplacements observés, exprimés en milliangströms sont représentés d'une façon satisfaisante par la relation suivante qui correspond à l'interprétation donnée par St-John

$$\Delta\lambda = 1{,}3 - 8{,}5\,\frac{\operatorname{cotg} h}{D},$$

h est la hauteur au dessus de l'horizon et D, le demi-diamètre de Vénus. Mais des observations plus étendues sont encore nécessaires pour élucider la question complètement. — F. Croze.

Le spectre ultra-violet de α Cycni. — Wright (**W.-H.**) [*Lick Obs. Bull.*, **10** (1921), 100-108]. — L'auteur donne un relevé du spectre ultraviolet de l'étoile α Cycni, obtenu au moyen d'un spectrographe à deux prismes de quartz attaché au télescope Crossley de l'observatoire Lick. Ce spectre, qui appartient à la classe A_2, est remarquable par l'étroitesse de ses raies d'absorption. Le trait le plus caractéristique de sa structure est donné par la série de Balmer de l'hydrogène qu'on peut suivre jusqu'à la 26ᵉ raie Hω. Après cette raie, les raies d'absorption sélective sont masquées par l'absorption générale. La plupart des autres raies mesurées entre 3 143 et 4 102 Å sont des raies d'étincelle des métaux (fer, calcium, titane, manganèse); le fer est le seul élément qui soit notablement représenté par des raies d'arc. — F. Croze.

Note sur certaines raies dans le spectre visible de α Cycni. — Campbell (**W.-C.**) [*Lick Obs. Bull.*, **10** (1921), 108]. — L'auteur fait remarquer que dans un relevé du spectre de α Cycni obtenu au moyen d'un spectrographe à réseau, par Miss Waterman, certaines raies comprises entre 6 363 Å et 6 872 Å appartiennent en réalité à la région bleue de ce spectre. L'erreur provenait de l'empiètement du spectre du troisième ordre du réseau sur le spectre du second ordre utilisé. — F. Croze.

Autre note sur certaines raies du spectre visible de α Cycni. — Wright (**W.-H.**) [*Lick Obs. Bull.*, **10** (1921), 108-109]. — L'auteur donne le relevé du spectre de α Cycni entre 5 875 et 6 563 Å, d'après les photographies prises au moyen d'un spectrographe à trois prismes. Ce relevé comprend 16 raies, parmi lesquelles figurent H_α, les raies D_1 et D_2 du sodium, la raie D_3 de l'hélium, 4 raies du silicium, 3 raies d'étincelle du fer. Deux raies dues à l'oxygène sont probablement d'origine atmosphérique. Les 3 raies restantes n'ont pu être rapportées à aucun élément connu. — F. Croze.

Nouvelles recherches sur les raies du sodium dans les spectres des étoiles de classe B. — Heger (**M.-L.**) [*Lick Obs. Bull.*, **10** (1922), 141-148]. — Certaines étoiles doubles spectroscopiques ne révèlent pas la même oscillation de la vitesse radiale quand on étudie les raies H et K du calcium ou quand on envisage celles des autres éléments : parfois même le calcium paraît stationnaire. Miss Heger a étudié les raies D du sodium de quelques étoiles de classe B : il résulte de son travail que le sodium se comporte le plus souvent à cet égard comme le calcium. Le mémoire se termine par une liste détaillée des radiations observées dans ces étoiles (parmi lesquelles figure γ Cassiopée) et appartenant aux régions rouge et ultra-violette du spectre. — J. Bosler.

Sur la présence des raies renforcées de l'azote dans le spectre des novæ. — **Wright (W.-H.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 181-189]. — L'origine des bandes caractéristiques des novæ, surtout lors des stades nébulaire et de Wolf-Rayet, est restée longtemps inconnue. Les recherches de A. Fowler ont récemment jeté sur cette question une vive lumière : après avoir montré que la bande 4 686 Å, attribuée autrefois à la série principale de l'hydrogène, appartient en réalité à l'hélium ionisé, il a ensuite découvert un nouveau spectre renforcé de l'azote où figure la bande 4 640 Å, la plus importante avec la précédente des radiations de Wolf-Rayet. W.-H. Wright (de Lick Observatory) signale ici la présence de cette bande dans le spectre de Nova Geminorum n° 2 de 1912. En même temps qu'il donne une liste très complète des radiations du spectre photographique obtenu à Lick, il attire tout spécialement l'attention sur les bandes 3 412, 3 484 et 4 103 Å qui paraissent accompagner 4 640. — J. Bosler.

Nouvelle note sur les raies renforcées de l'azote. — **Fowler (A.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 189-190]. — A la suite de la note de W.-H. Wright, A. Fowler, étendant ses recherches dans l'ultra-violet, a reconnu que les bandes 3 484 et 4 103 Å appartiennent, tout comme 4 640 Å, au spectre renforcé de l'azote (c'est-à-dire à l'azote ionisé). La bande 3 412 Å reste énigmatique. Fowler et Baxandall ont ensuite étudié la raie 4 379 Å, assez capricieuse chez les novæ : cette raie qui est encore une raie de l'azote ionisé, se montre tout aussi variable au laboratoire : il n'y a donc rien à conclure de son absence ou de sa présence dans les novæ. — J. Bosler.

Sur la présence des raies renforcées de l'azote dans les spectres de novæ. Seconde note. — **Wright (W.-H.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 412-414]. — L'auteur commente ici la note précédente où A. Fowler annonce la découverte au laboratoire de nouvelles radiations renforcées de l'azote, observées dans les novæ. La présence de l'azote dans ces astres n'est plus douteuse : l'apparition des radiations de ce gaz s'accompagne d'ordinaire de la disparition de la bande 4 686 Å due à l'hélium ionisé : ce stade, considéré souvent comme antérieur à la période nébulaire de l'évolution des novæ, semble plutôt en être contemporain.

J. Bosler.

Les déplacements des raies d'absorption de l'hydrogène dans le spectre de la Nova Geminorum de mars 1912. — Remarques sur l'interprétation de ces déplacements. — **Wright (W.-H.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 191-200]. — F.-J.-M. Stratton a fait une étude très complète du spectre de Nova Geminorum n° 2 de 1912 et il en a conclu que les déplacements observés dans les longueurs d'onde des raies sombres sont dus à des effets Döppler-Fizeau. S'il en est ainsi, ces déplacements sont proportionnels aux longueurs d'onde et F.-J.-M. Stratton estimait que la preuve *décisive* de ce fait important a été apportée. Sans nier le rôle probablement très important des vitesses radiales, W.-H. Wright discute ici cette assertion, trop catégorique selon lui.

W.-H. Wright a en effet trouvé que la loi de proportionnalité ne se vérifie pas exactement pour la Nova ci-dessus : l'addition d'un petit terme en λ^2 paraît suggérée par l'observation. L'auteur juge d'ailleurs que, si nous connaissons maintenant assez bien la nature chimique des novæ, il n'en est pas de même des phénomènes physiques qui s'y passent : nous devons surtout, pour le présent, nous borner à rassembler des faits, en étendant d'abord notre champ d'études aux régions rouge et ultra-violette du spectre et en observant le plus grand nombre de novæ possible. — J. Bosler.

A propos de la note de M. Wright concernant le déplacement des raies d'absorption de l'hydrogène dans le spectre de la Nova Geminorum de 1912. — Stratton (F.-J.-M.) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 200-203]. — F.-J.-M. Stratton répond ici à la note précédente de W.-H. Wright : il estime que les raies de l'hydrogène, très larges et de structure fort complexe, conviennent mal à une vérification précise de la proportionnalité du décalage avec la longueur d'onde. La présence de raies d'émission dans le voisinage, raies dues également à l'hydrogène et très intenses, peut altérer, au moins dans de faibles limites, la position des raies sombres ; de plus, des effets de pression jouent probablement un rôle. Mais le phénomène principal est, sans aucun doute, dans l'opinion de F.-J.-M. Stratton, celui causé par la vitesse radiale des gaz absorbants. — J. Bosler.

Nouvelles remarques sur les déplacements des raies d'absorption dans le spectre de Nova Geminorum n° 2 de mars 1912. — Wright (W.-H.) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 501-509]. — Cet article a trait à la polémique qui s'est élevée dans le même recueil [**81** (1921), 191-203] entre W.-H. Wright et F.-J.-M. Stratton. W.-H. Wright insistait sur les écarts que présentent les décalages des raies de l'hydrogène avec ceux exigés par le phénomène de Doppler ; F.-J.-M. Stratton estimait au contraire prépondérante la part du mouvement radial dans les déplacements observés. W.-H. Wright apporte ici quelques nouveaux arguments corroborant, selon lui, sa précédente opinion. — J. Bosler.

Note sur la distribution de l'hydrogène et du corps donnant lieu à la radiation 3 727 Å dans la nébuleuse d'Orion. — Reynolds (J.-H.) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 410-411]. — L'auteur a photographié la nébuleuse d'Orion à Helwân (Egypte) à travers des écrans absorbants dont l'un laissait passer l'ultra-violet et dont l'autre l'absorbait entièrement. Les raies nébulaires vertes étant de plus arrêtées par les deux écrans, on pouvait ainsi reconnaître jusqu'où s'étendent respectivement l'hydrogène et le gaz 3 727 Å.

Un travail sur ce sujet avait été fait autrefois par Hartmann : l'auteur du présent mémoire confirme ici les résultats trouvés antérieurement et commente quelques particularités de ses photographies. — J. Bosler.

Le spectre ultraviolet de Nova Aquilæ le 10 juin 1918. — Cortie (A.-L.) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 438-442]. — Dans un article précédent, A.-L. Cortie a étudié le spectre de cette nova dans la région photographique usuelle [*Month. Not. R. A. S.*, 79, 123] : il s'occupe présentement du spectre ultraviolet observé vers la même époque. Les conclusions sont dans l'ensemble les mêmes : on retrouve les raies métalliques renforcées visibles dans α Cygne et celles-ci révèlent des déplacements en accord avec ceux des raies de l'hydrogène.

J. Bosler.

Etude spectroscopique des vitesses stellaires. — Lockyer (W.-J.-S.) [*Nat.*, **110** (1922), 95-96]. — Afin de déterminer la distribution et le mouvement des étoiles dans l'espace, il est nécessaire de connaître sur chaque étoile quatre caractéristiques importantes. La première est sa position (ascension droite et déclinaison) ; la seconde est son mouvement propre ; c'est-à-dire la composante de son mouvement dirigée normalement à la ligne de visée ; la troisième est la vitesse radiale, ou composante du mouvement dirigée suivant la ligne de visée ; il y a enfin la parallaxe, ou la distance de l'étoile à la terre.

Durant les quelques dernières années, l'accumulation d'une grande quantité de ces données a conduit les astronomes à l'important problème de la recherch

des mouvements systématiques des étoiles et de leurs distances, qui aboutit en définitive à la connaissance de la distribution des étoiles dans l'espace, et par conséquent de la structure de l'univers.

Pour le moment, ce qui fait le plus défaut, ce sont les données relatives aux vitesses radiales, et, pour cette raison, les essais d'accroître leur nombre méritent une attention particulière. C'est pourquoi il y a lieu de signaler la publication faite récemment par le *Dominion Astrophysical Observatory of Victoria*, d'une série de déterminations de vitesses radiales portant sur 594 étoiles comprises entre la cinquième et la huitième grandeur, et qui n'avaient pas encore été étudiées à ce point de vue. Le volume qui réunit ces résultats décrit d'abord brièvement les instruments d'observation et de mesure utilisés au cours de ces importantes recherches. Des tables donnent ensuite les vitesses moyennes des étoiles mesurées, avec leurs positions, leurs grandeurs, leurs types spectraux, etc. ; puis on trouve une table des vitesses de toutes les binaires spectroscopiques dont le *Victoria Observatory* a déterminé les orbites, etc.

La difficulté des mesures est évidemment variable, selon la plus ou moins grande netteté des raies spectrales fournies par chaque étoile. C'est pourquoi les auteurs ont divisé à ce point de vue les étoiles en trois classes, en se basant sur la valeur de l'erreur probable faite dans la détermination. La première classe comprend les étoiles de types spectraux compris entre F et M, qui donnent les valeurs les plus dignes de confiance ; l'erreur probable en ce qui concerne la vitesse moyenne est, pour ces étoiles, comprise entre $\pm$ 0,1 et $\pm$ 1,0 km : s. La deuxième classe est formée d'étoiles du type A, du type B et du type F, erreurs probables comprises entre $\pm$ 0,5 et $\pm$ 1,5 km : s. La troisième classe renferme la plupart des étoiles du type A, quelques-unes du type B et du type O ; erreurs probables comprises entre $\pm$ 1,0 et $+$ 3,8 km : s.

Cette note n'indique pas les nombres obtenus, ni les résultats d'ensemble que l'on peut déduire de ce travail. — L. Brüninghaus.

La détermination des distances stellaires. — **Lockyer** (W.-J.-S.) [*Nat.*, **110** (1922), 219-220]. — L'auteur résume les progrès faits par les méthodes de mesure des parallaxes stellaires. Ces méthodes se divisent en trois catégories :

1° La méthode *absolue*, qui est basée sur des observations méridiennes, faites à différentes époques de l'année ;

2° La méthode *différentielle*, qui peut elle-même être divisée en deux variatés. La première consiste à mesurer la position de l'étoile à étudier, par rapport aux étoiles environnantes, et à différentes époques de l'année. La seconde utilise la plaque sensible et consiste à photographier une région d'étoiles à différentes époques, et éventuellement à mesurer les positions de l'étoile en question par rapport aux étoiles environnantes.

Dans ces dernières années une méthode nouvelle, a été imaginée par W.-S. Adams et d'autres astronomes de l'observatoire du Mont Wilson et elle paraît appelée à un brillant avenir. Elle est basée sur le fait que l'éclat intrinsèque d'une étoile est en relation directe avec son spectre. Ainsi, si deux étoiles ont le même type de spectre mais différent grandement en luminosité, elle différeront probablement aussi dans une large mesure en dimensions, densité, épaisseur de l'atmosphère gazeuse qui les environne.

Les variations de certaines raies spectrales particulièrement sensibles pourront nous permettre d'établir une relation entre les intensités de ces raies et l'éclat intrinsèque de l'étoile dans laquelle elles apparaissent, et on aura ainsi un moyen

pratique de déterminer la grandeur absolue des étoiles (grandeur apparente rapportée à la distance unité) et par conséquent leur distance.

L'auteur a pu vérifier par un grand nombre d'observations l'existence d'une telle relation, dans le cas d'étoiles de type spectral donné et de parallaxes connues, ce qui justifie la méthode, et permet de l'étendre à des étoiles de parallaxes encore inconnues. Une seule photographie de spectre est dès lors suffisante pour déterminer la parallaxe d'une étoile quelconque. — L. Brüninghaus.

Parallaxes et mouvements propres. — [*Nat.*, 109 (1922), 318]. — Note d'un intérêt surtout astronomique. — L. Brüninghaus.

Sur la précision avec laquelle les parallaxes moyennes peuvent être déterminées à partir des mouvements parallactiques et des mouvements particuliers. — Russell (H.-N.) [*Astroph. Journ.*, 54 (1921), 140-148]. — Si l'on admet que les n étoiles d'un certain groupe sont pratiquement à la même distance et que les vitesses de ces étoiles sont distribuées suivant la loi de Maxwell, on trouve que l'erreur probable dans les parallaxes moyennes déterminées à partir des mouvements parallactiques est égale à $\pm \frac{1{,}035}{\sqrt{n}} \frac{\overline{V}}{V_0} \pi$, π désignant la valeur obtenue pour la parallaxe ; V_0, la vitesse du mouvement du soleil dans l'espace ; $\overline{V}$ la valeur moyenne des vitesses radiales particulières des différentes étoiles du groupe. Quand les parallaxes sont déterminées à partir des mouvements propres particuliers de ces étoiles, l'erreur probable est égale à $\pm \frac{0{,}721}{\sqrt{n}} . \pi$. Le rapport des erreurs probables dans les deux méthodes est donc $1{,}44 . \frac{\overline{V}}{V_0}$. Il résulte de là que la méthode des mouvements parallactiques donnera des résultats meilleurs que l'autre quand on l'appliquera aux étoiles dont la vitesse radiale particulière est moindre que 14 kms : tel est le cas des Céphéides et des étoiles des types A et B. La méthode des mouvements propres particuliers sera au contraire préférable dans le cas des astres à mouvements rapides, telles que les nébuleuses planétaires et les variables à longue période. Les deux méthodes sont équivalentes pour la plupart des étoiles de type spectral avancé visibles à l'œil nu.

Pour montrer sur un exemple l'application de ces principes, Russel a étudié à ce point de vue les 180 étoiles, de types spectraux allant de B_0 à B_5, pour lesquelles Campbell a donné la vitesse radiale et le mouvement propre particuliers. La moyenne de ces vitesses radiales est 6,5 km : s et la moyenne de ces mouvements propres 0″,007 6. La parallaxe moyenne est 0″,008 3 d'après les mouvements parallactiques, 0″,005 8 d'après les mouvements propres particuliers. Les erreurs problables sur la détermination de ces parallaxes s'accordent étroitement avec les présions de la théorie. L'excès de l'une des valeurs sur l'autre tient probablement à ce que les étoiles du groupe comprennent des étoiles doubles inconnues auxquelles leur mouvement orbital a fait attribuer des mouvements particuliers trop grands.

F. Croze.

Parallaxes d'étoiles déduites du spectre et déduites du mouvement propre. — Lundmark (K.) et Luyten (W.) [*Lick Obs. Bull.*, 10 (1922), 153-156]. — Les auteurs présentent deux listes : l'une de 70 étoiles à grand mouvement propre l'autre de 60 étoiles de type F. Les parallaxes ont été évaluées par la méthode

spectroscopique de Walter Adams et par la méthode empirique de Kapteyn, fondée sur les mouvements propres. Les résultats concordent souvent assez bien, surtout pour la 2e liste. — J. Bosler.

Les distances des amas globulaires. — **Crommelin (A.-C.-D.)** [*Obs.*, **45** (1922), 138-142]. — Les distances trouvées par Shapley pour les amas globulaires ont beaucoup surpris par leur énormité (36 000 à 210 000 années de lumière). Elles ont donc été fort discutées : Shouten a apporté divers arguments tendant à les réduire 7 ou 8 fois ; H.-D. Curtis a suggéré qu'elles devaient être divisées par 10, tandis que Kapteyn et van Rhijn, dans un travail très étendu, aboutissaient aux mêmes conclusions que Shouten et par une voie fort différente.

A.-C.-D. Crommelin expose ici en détail les faits et les raisonnements sur lesquels se fondent les contradicteurs de Shapley. Il conclut, après une discussion approfondie, qu'une réduction sensible des chiffres de Shapley soulèverait plus de difficultés qu'elle n'en écarterait : une division par 2, par exemple, pourrait être admise ; mais aller plus loin semble à l'auteur bien difficile.

J. Bosler.

Les parallaxes moyennes relatives et absolues. — **Burns (K.)** [*Proc. Amer. Phil. Soc.*, **60** (1921), 496-502]. — La connaissance des mouvements propres et des vitesses radiales permet de déduire la parallaxe moyenne d'un groupe d'étoiles pour lequel les vitesses dans l'espace sont supposées distribuées au hasard, déduction faite du mouvement solaire vers l'Apex. On fait généralement cette évaluation en partant de la composante du mouvement propre normal au grand cercle céleste passant par l'Apex. K. Burns décrit ici une méthode géométrique un peu différente, mais plus rapide et où il fait intervenir le mouvement propre total. La précision des 2 méthodes est comparable, comme le montrent des tableaux publiés par l'auteur où des étoiles de parallaxes connues directement sont réparties par classes spectrales. — J. Bosler.

Le diamètre angulaire de α Orion. — **Hale (G.-E.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1920), 166-167]. — Courte note annonçant à la Société Royale d'Astronomie anglaise le succès des tentatives faites au Mont Wilson pour mesurer le diamètre d'une étoile par la méthode interférentielle de Michelson. L'expérience exécutée sur Bételgeuse (α Orion) a donné 0, 045″, soit 540 millions de kilomètres.

J. Bosler.

Détermination des parallaxes spectroscopiques avec les spectrogrammes donnés par le prisme objectif. — [*Nat.*, **109** (1922), 422]. — On a pensé que des spectrographes à fente étaient nécessaires pour déterminer les parallaxes spectroscopiques, mais H. Shapley et B. Lindblad, de *Harvard College*, ont montré que l'on peut obtenir de bons résultats par l'emploi des spectrogrammes fournis par prisme objectif. On s'est servi des raies 4 215 Sr, 4 326 Fe, des bandes du cyanogène, des raies H^{ε}, Ca et Mn. On a trouvé pour λ *Sagittarii* 0,113″ et pour δ *Leporis* 0,091″. — L. Brüninghaus.

Les parallaxes stellaires. — **Jackson (J.)** [*Nat.*, **108** (1921) 124-127]. — J. Jackson résume les méthodes de mesure des parallaxes trigonométriques, qui sont à la base d'une multitude de recherches ultérieures. C'est W. Herschel qui imagina le procédé géométrique, sans réussir à l'appliquer ; Bessel y parvint avec la 61e du Cygne, mais les erreurs sont restées considérables.

La photographie s'est montrée très supérieure à l'observation télescopique. Les erreurs de distorsion dues au développement des plaques, et dont on craignait l'effet, ont été estimées inférieures à 0,001 mm, et par conséquent négligeables. Néanmoins subsiste l'erreur de « guidage » signalée par Kapteyn, et due à ce que les grosses étoiles se photographient plus vite que les autres. Si donc une erreur de guidage se produit pendant un temps très court, les étoiles brillantes auront des images allongées tandis que les étoiles plus faibles présenteront des images rondes. L'inconvénient est d'autant plus fâcheux que ce sont précisément les grosses étoiles dont on cherche ordinairement les parallaxes. Le remède a été donné par Schlesinger, qui employa un secteur tournant placé sur le trajet des rayons pour réduire l'intensité de la grosse étoile et d'elle seule. Un autre procédé consiste à placer un écran en avant de l'étoile brillante.

La coopération d'observatoires anglo-américains possédant des lunettes à grand foyer a amené un progrès considérable dans les recherches de parallaxes. Alors qu'en 1880 les parallaxes étudiées n'étaient guère plus de 20, leur nombre actuel est de 260.

Les erreurs sont encore grandes et peuvent atteindre 50 p. 100 pour les parallaxes de 0,01″. La valeur 0,05″ est la limite des parallaxes connues avec quelque exactitude.

J. Jackson termine en exposant, dans ses grandes lignes, la méthode de mesure des parallaxes spectroscopiques de W. Adams.

J. Bosler.

Théories modernes des nébuleuses spirales. — **Curtis (H.-D.)** [*Ann. Report. Smithson. Inst.*, (1919), 123-132]. — Les principaux résultats de ce travail sont les suivants :

1. Les nébuleuses spirales sont animées de vitesses prodigieuses, environ trente fois supérieures aux vitesses des étoiles les plus rapides.

2. Notre galaxie présente certains indices d'une structure analogue à celle des nébuleuses spirales.

3. Le spectre de la majorité des spirales est pratiquement identique à celui donné par les amas d'étoiles ; il correspond à ce qu'on peut attendre d'un immense amas d'étoiles.

4. Si les spirales sont des univers séparés, semblables par leur étendue et le nombre des étoiles composantes à notre galaxie, on devrait observer de nombreuses novæ dans les spirales. On en a trouvé, en effet, plus d'une douzaine, et un programme de recherche systématique permettrait probablement d'en observer beaucoup plus. Une comparaison des grandeurs de ces novæ avec celles des novæ de notre galaxie conduit à un ordre de grandeur de 10 000 000 d'années-lumière comme distance des spirales à la terre. A cette distance, notre galaxie aurait un diamètre de 10′, qui correspond à la taille des spirales les plus grandes.

5. Une forte proportion de spirales possèdent un anneau équatorial périphérique de matière opaque. Si notre galaxie possède un tel anneau, la répartition (apparente) des spirales, dont le nombre croît lorsqu'on se rapproche du pôle de la galaxie, trouverait là son explication : les spirales situées à l'équateur de notre galaxie nous seraient partiellement masquées par l'anneau de matière opaque.

Quant aux lois qui régissent la forme des spirales, la stabilité de leur structure, le mouvement d'ensemble (centrifuge ou centripète) des étoiles composantes, autant de problèmes qui sont plus posés que résolus par cette théorie : selon le mot spirituel d'un physicien anglais, une bonne théorie suscite toujours plus de problèmes qu'elle n'en résout. — L. Brüninghaus.

Perturbations apportées à la distribution uniforme de la température dans la stratosphère par les déplacements verticaux en relation avec les mouvements horizontaux régis par la loi géostrophique. — **Whipple (F.-J.-W.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 778-782]. — Etude mathématique, complétant les travaux antérieurs de Richardson. — A. Foch.

Sur la diffusion de vapeurs dans des gaz en mouvement. — **Mache (H.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **3** (1923), 91-92]. — Une perle de sel introduite dans la flamme d'un brûleur de Bunsen y produit une zone colorée en jaune, dont le volume permet de déterminer le coefficient de diffusion de la vapeur de sodium dans les gaz chauds de la flamme.

Il y a des analogies avec la forme des queues des comètes qui pourraient être dues à la diffusion des gaz issus du noyau dans une atmosphère très peu dense issue du soleil. — R. Fortrat.

Etude de l'extrémité ultra-violette du spectre solaire. — **Fabry (C.) et Buisson (H.)** [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 197-226].

Mesures de longueurs d'onde dans l'extrémité ultra-violette du spectre solaire. — **Buisson (H.) et Fabry (C.)** [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 297-302].

Etude de l'extrémité ultra-violette du spectre solaire. — **Fabry (C.) et Buisson (H.)** [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 297-323]. — Reproduction d'un mémoire paru dans le *Journal de Physique.* — F. Croze.

Relevé du spectre infra-rouge du soleil de 8 900 à 9 900 Å. — **Brackett (F.-S.)** [*Astroph. Journ.*, **53** (1921), 121-132]. — L'auteur fait remarquer tout d'abord que pour photographier les spectres infra-rouges, il est nécessaire d'éliminer soigneusement la lumière diffuse. Le meilleur moyen consiste à ne laisser entrer dans le spectrographe que les seules radiations infra-rouges à étudier. Les autres radiations devront être arrêtées au moyen d'écrans colorés absorbants, ou, ce qui vaut encore mieux, au moyen d'un monochromateur.

En employant ce procédé, l'auteur a photographié sur des plaques sensibilisées à la dicyanine la région du spectre solaire comprise entre 8 900 et 9 900 Å. Les spectrogrammes ont été pris dans le premier ordre d'un réseau concave de 15 pieds, monté dans un puits à température constante de l'observatoire du Mont Wilson. Ils ont permis la mesure, à 0,01 Å près, de 563 raies, dont le cinquième est d'origine solaire, tandis que les autres sont dues à la vapeur d'eau de l'atmosphère terrestre. La plupart de ces dernières semblent former une bande comprise entre 8 300 et 9 650 Å. Parmi les raies solaires 14 appartiennent au fer, 1 ou 2 au nickel.

F. Croze.

Détermination du champ magnétique extérieur du soleil par la structure de la couronne du soleil et les constantes des aurores boréales. — **Stormer (C.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 447]. — L'auteur a trouvé antérieurement [*C. R.*, **152** (1911), 425] une relation entre le moment M du champ magnétique extérieur du soleil et le produit $H\rho$ du champ magnétique par le rayon de courbure de la trajectoire, pour les corpuscules électrisés causant l'aurore boréale. En supposant que les corpuscules qui causent l'aurore boréale sur la terre sont les mêmes qui causent les rayons de la couronne solaire extérieure, on a :

$$\frac{M}{H\rho} = 3{,}02 . 10^{22}.$$

Or les observations de l'auteur, dans son expédition à Bossekop, lui ont permis de déterminer la valeur du produit $H\rho$ pour les corpuscules causant l'aurore boréale. On a :

$$H\rho = \frac{m}{e} v = 700 \text{ environ}$$

ce qui correspond à une vitesse de l'ordre de 120000 kilomètres par seconde. On en déduit :

$$M = 2.10^{25}$$

ce qui conduit, pour le champ magnétique près de la surface du soleil à la valeur $1{,}2.\ 10^{-7}$ pour la composante dirigée suivant l'axe de l'aimant élémentaire et à la valeur $0{,}6.\ 10^{-7}$ pour celle située dans le plan équatorial. Ce sont des valeurs du même ordre que celles trouvées par M. Deslandres par la méthode des vitesses radiales. — A. Blanc.

Le Soleil et la périodicité de ses taches. — **Zehnder (L.)** [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 550-552]. — Sous l'influence des planètes, le soleil a, par rapport au centre de gravité du système solaire, un mouvement qui varie périodiquement suivant les conjonctions ou opposition de plusieurs planètes. Au cours de ce mouvement le soleil rencontre les groupes de météorites zodiacaux ; l'auteur attribue l'apparition périodique de taches aux chocs de tels météorites. — M. Hanot.

Le spectre de la couronne observé par la mission de l'Observatoire Lowell pendant l'éclipse totale du 8 juin 1918. — **Slipher (V.-M.)** [*Astroph. Journ.*, 55 (1922), 73-84]. — La mission de l'Observatoire Lowell, installée à Syracuse (Kansas), a photographié le spectre de la couronne au moyen de quatre spectrographes différents : 1° un spectrographe à un prisme, dont la chambre photographique avait 40 cm de longueur et dont la fente était orientée dans la direction Est-Ouest ; 2° un spectrographe à un prisme, avec une chambre de 8 cm, la fente ayant été orientée d'abord dans la direction Nord-Sud, puis dans la direction Est-Ouest ; 3° un spectrographe à trois prismes, avec une chambre de 22,5 cm et une fente orientée dans le sens Est-Ouest ; 4° un spectrographe sans fente dont la chambre avait 47 cm et dont les prismes, au nombre de trois, avaient leurs arètes suivant la direction Nord-Sud.

L'état du ciel pendant les jours qui ont précédé l'éclipse n'a pas permis de faire des réglages parfaits. Pendant l'éclipse, une brume légère recouvrait la région du ciel voisine du soleil ; la diffusion de la lumière qui en résultait a pour conséquence une certaine incertitude sur l'interprétation de quelques-uns des résultats obtenus. Malgré tout cela, des clichés utilisables ont été pris avec les quatre instruments employés. Ils contiennent les raies ordinaires des protubérances et de la chromosphère, les principales raies du coronium, le spectre continu de la couronne, avec quelques faibles raies sombres dont l'origine n'est pas certaine, et des portions de spectre continu en des régions qui correspondent à certaines protubérances et à des sections de la couronne intérieure laissées à découvert par les dépressions du bord de la lune.

L'extension sur les spectrogrammes de la raie $\lambda = 5\,303{,}0$ Å du coronium indique que cette substance s'élève au-dessus de la surface du soleil jusqu'à une hauteur égale à la grandeur du diamètre solaire. L'anneau qui dans les clichés obtenus avec le spectrographe sans fente représente la raie verte du coronium présente plusieurs régions plus épaisses, qui ne sont pas liées à la présence de protu-

bérances. Le coronium était plus abondant au voisinage des portions du bord solaire qui correspondent aux régions de plus grande étendue de la couronne extérieure que près des régions polaires. — F. Croze.

La théorie de l'ionisation et le spectre des taches solaires. — Russell (H.) [*Astrophys. Journ.*, 55 (1922), 119-144]. — 1. La théorie thermodynamique de l'ionisation appliquée par Saha aux problèmes de la spectroscopie solaire conduit à la relation $\frac{Px^2}{1-x^2} = K$, qui signifie que le rapport de la proportion des atomes ionisés (x) à la proportion des atomes non ionisés ($1-x$), multiplié par la pression partielle des électrons libres $\frac{Px}{1+x}$ est égal à la fonction K, du potentiel d'ionisation I et de la température absolue T, donnée par la formule

$$\log_{10} K = -5036 \frac{I}{T} + 2,5 \log_{10} T - 6,5.$$

L'auteur a étendu la théorie au cas où le milieu gazeux est formé d'un mélange de plusieurs éléments chimiques différents, en posant que la pression partielle des électrons libres est égale à $\frac{P\bar{x}}{1+\bar{x}}$, $\bar{x}$ étant la proportion des atomes présents ionisés et P la pression totale comme dans la formule primitive. Pour les différents éléments 1, 2,....., on a alors $\frac{Px_1\bar{x}}{(1-x_1)(1+\bar{x})} = K_1$, $\frac{Px_2\bar{x}}{(1-x_2)(1+\bar{x})} = K_2$, et ainsi de suite, de sorte que le rapport de $\frac{x_1}{1-x_1}$ à $\frac{x_2}{1-x_2}$ se réduit à $\frac{K_2}{K_1}$. Comme $\log \frac{K_2}{K_1} = 5036 \frac{I_2 - I_1}{T}$, il résulte de là que le degré d'ionisation d'un élément facile à ioniser est toujours plus élevé que celui d'un élément difficile à ioniser et que la relation entre ces deux degrés d'ionisation dépend de $I_2 - I_1$ et de T, mais pas de la pression ni des concentrations relatives.

L'auteur a corrigé ensuite les formules données par Saha pour le second degré d'ionisation ; celles qu'il a obtenues montrent que le nombre des atomes neutres et ionisés une fois est moindre que s'il n'y avait pas de seconde ionisation, mais que le nombre des atomes doublement ionisés est plus petit que si la double ionisation était la seule qui intervienne ; elles montrent de plus que les atomes ne peuvent pas se trouver en grande proportion dans plus de deux de leurs états.

2. Afin de voir si la théorie de Saha est confirmée par les observations, l'auteur a recueilli toutes celles qui se rapportent aux raies principales des spectres des métaux alcalins, des métaux alcalino-terreux, du groupe magnésium-zinc, et du groupe du fer, telles qu'elles se présentent dans le spectre solaire normal et dans celui des taches.

Les raies des métaux alcalins, qui sont toutes dues à l'atome neutre, sont très renforcées dans le spectre des taches. Na ($I = 5,11$ volts) y est représenté dans les deux spectres par sa série principale et ses deux séries secondaires, K (4,32 V) par sa série principale seulement ; Li (5,37 V) et Rb (4,16 V) sont représentés par le premier doublet de leur série principale, et seulement dans le spectre des taches. Les raies correspondantes du Cs n'ont pas été observées, étant dans l'infra-rouge.

Les raies de l'atome neutre du calcium (6,08 V) sont renforcées dans les taches, dans une mesure plus grande pour les raies des séries de limite 1 *S* que pour les autres : les raies correspondantes du strontium (5,67 V) sont faibles dans le soleil et renforcées dans les taches ; celles du Ba (5,12 V) sont absentes et dans le soleil et dans les taches. Les raies d'étincelle dues aux atomes ionisés (Ca^+, Sr^+, Ba^+) sont fortes dans les deux spectres.

Les raies de l'atome neutre du Mg (7,65 V) ont à peu près la même intensité dans les deux spectres, sauf la raie de résonance 4 571 Å ($1\ S - 2p_2$), qui est renforcée dans les taches ; les raies correspondantes du Zn (9,4 V) sont au contraire très affaiblies dans le spectre des taches.

Ces faits sont conformes à la théorie de Saha. En effet la température de la couche renversante étant de 6 000°C environ et celle des taches de 4 000°C, l'ionisation doit être plus complète dans la couche renversante ordinaire que dans les taches. De cette sorte, si l'on admet que la température est le principal facteur de l'ionisation, on doit s'attendre à ce que les corps facilement ionisables ne donnent pas de raies de l'atome neutre dans le spectre normal du soleil ou du moins que ces raies soient renforcées dans les taches. On s'explique ainsi la variation des intensités relatives des raies d'arc des différents métaux du spectre normal du soleil comparé à celui des taches ; on s'explique également que les raies d'étincelle des corps facilement ionisables soient beaucoup plus fortes que les raies d'arc des mêmes métaux et des métaux plus difficiles à ioniser. Les raies d'arc du Li et du Zn sont cependant plus faibles que ne l'indique la théorie. Il est probable d'après cela que les métaux Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, dont les nombres atomiques vont en croissant et dont les spectres dans le four électrique, dans le soleil et dans les taches présentent des variations dont celles de Ca et de Zn fournissent les types extrêmes, ont des potentiels d'ionisation compris entre celui (6 V) du Ca et celui (9,4 V) du Zn ; ce qui tend à montrer que le potentiel d'ionisation est une fonction périodique du nombre atomique. — F. Croze.

La Terre exerce-t-elle une influence sur la formation des taches du soleil. — Rodès (L.) [*C. R.*, 173 (1921), 551]. — Il n'est pas impossible que la Terre ait une action sur les taches solaires, qui semble consister en une influence tendant à atténuer leur formation. — A. Blanc.

La recherche des taches solaires invisibles. — Hale (G.-E.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 8 (1922), 168-170]. — Les théories récentes admettent que les taches solaires ressemblent à un tourbillon très étendu dans lequel se trouvent entraînées les particules électrisées dues à l'ionisation de l'atmosphère solaire. Cette hypothèse se trouve confirmée par le fait que l'on peut toujours mettre en évidence, dans une tache solaire, un champ magnétique qui est précisément dû au déplacement des charges électriques.

L'auteur utilise la présence constante de ce champ magnétique pour la recherche des taches invisibles produisant un champ magnétique appréciable, mais dans lesquelles le refroidissement est trop considérable pour que la surface du soleil se trouve notablement obscurcie. Le problème se ramène donc à la détection de champs magnétiques faibles. L'auteur a eu recours dans ce but à l'effet Zeeman. La raie du fer 6 173 observée dans le spectre du second ordre donné par un spectrographe de 75 pieds, apparaît comme un large triplet, dans les champs magnétiques intenses des grandes taches solaires. Les taches faibles entraînent simplement un élargissement de cette raie, et l'on peut faire disparaître chacun des deux

bords à l'aide d'un nicol et d'une lame quart d'onde placés devant la fente du spectrographe. Dans la recherche des taches invisibles, on emploie de plus une lame demi-onde qui passe périodiquement devant la fente et renverse à ce moment l'effet de la lame quart-d'onde. L'existence d'une tache invisible est donc décelée par une oscillation apparente de la portion de raie correspondante, oscillation due à l'extinction alternative des bords rouge et violet. On peut de la sorte mettre en évidence des champs de l'ordre de 200 gauss.

Mg. J. Rivière.

Les relations des protubérances avec la couronne solaire. — **Lockyer (W.-J.-S.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **82** (1922), 323-330]. — W.-J.-S. Lockyer a déjà publié plusieurs mémoires sur ce sujet et tendant à montrer que les formes de la couronne, telles que nous les révèlent les éclipses, sont étroitement associées avec les régions solaires où les protubérances sont les plus fréquentes. L'auteur continue ici ce travail, d'un caractère statistique, et il en discute les divers détails. — J. Bosler.

Distribution systématique des flocculi du calcium. — I. Inclinaison des groupes allongés. — **Butler (C.-P.)** [*Month. Not. R. A. S.*, **82** (1922), 334-356]. — L'auteur a dressé la statistique des flocculi du calcium obtenus en lumière K_{232}, au moyen du spectrohéliographe de Kodaïkanal, entre 1915 et 1920. Il expose ici les résultats de cette étude, accompagnés de tableaux et de graphiques. On constate en particulier une tendance nette des flocculi à s'allonger dans une direction oblique par rapport à l'équateur solaire et inclinée, dans chaque hémisphère, vers l'ouest. — J. Bosler.

Note sur le refroidissement par expansion dans les taches solaires. — **Russell (H.-N.)** [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 293-296]. — En admettant que la basse température des taches solaires est due à l'expansion des gaz en mouvement ascensionnel rapide, l'auteur montre que la base du tourbillon constitutif d'une tache doit être une région de température très haute, probablement supérieure à 20 000° C, et que l'accroissement de volume des gaz ascendants doit être considérable, probablement supérieur à 30 fois le volume initial. Mais ce ne peuvent être là que des estimations grossières. — F. Croze.

Accroissement de l'ionisation sur les facules solaires. — **St-John (C.-E.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 390]. — D'après la théorie de Bohr, un rayonnement du type normal, ou d'arc, se produit lorsque la charge nucléaire est égale à l'unité, et qu'un électron tombe d'une orbite à une autre dont l'énergie potentielle est inférieure. Les raies renforcées ou d'étincelle apparaissent lorsque le noyau porte une charge double et que l'atome est à son premier stade d'ionisation. Saha a adapté l'équation de Nernst relative à l'équilibre des réactions gazeuses à la détermination de la proportion d'atomes ionisés en fonction de la température et de la pression. L'équation de Saha suggère, comme il l'indique du reste, que dans les spectres des facules, en raison de la haute température, la proportion d'ionisation doit croître, et par conséquent les raies se renforcer. Des spectrogrammes préliminaires des facules montrent en effet des changements d'intensité des raies renforcées en accord avec cette déduction, le spectre passant du type G_0 au type F, changement dont le sens correspond à un accroissement de température.

L. Brüninghaus.

Recherches solaires. — [*Nat.*, **109** (1922), 592]. — Compte rendu sommaire de divers travaux effectués au Mont Wilson sur le champ magnétique qui règne dans les taches solaires. — L. Brüninghaus.

Tentatives pour photographier le spectre de la chromosphère inférieure durant l'éclipse partielle de soleil du 7-8 avril 1921. — Newall (H.-F.) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 482-485]. — L'auteur avait réussi à obtenir, avec A. Fowler, le « spectre-éclair » durant l'éclipse *partielle* de 1912. L'expérience, renouvelée en 1921, n'a pas eu de succès. — J. Bosler.

L'eclipse partielle de soleil du 7 avril 1921 : observations spectroscopiques de la couche renversante. — Cortie (A.-L.) et Rowland (J.) [*Month. Not. R. A. S.*, **81** (1921), 485-486]. — A.-L. Cortie et J. Rowland ont, comme H.-F. Newall, tenté d'obtenir à l'éclipse partielle de 1921 le spectre de la couche renversante en utilisant une dispersion de 8 prismes de 60°. La tentative a réussi : le « spectre-éclair » renversé s'est montré, comme on s'y attendait; la raie verte de la couronne n'a pas été observée. — J. Bosler.

La rotation solaire déduite des spectrohéliogrammes. — [*Nat.*, **109** (1922), 422]. — Les spectrohéliogrammes ont été pris au *Yerkes Observatory* entre 1903 et 1909 par P. Fox. On a trouvé, pour le mouvement diurne moyen

Hémisphère nord.............. $\xi = 11°,107 + 3°,449 \cos^2 \Phi$

Hémisphère sud .... $\xi = 12°,143 + 2°,408 \cos^2 \Phi$.

On a aussi étudié le mouvement différentiel des floculi autour des taches, et on a obtenu un mouvement *anticyclonique* (de sens contraire à la rotation du soleil autour de son axe) pour les taches simples, *cyclonique* au contraire autour des taches groupées. La vitesse croît dans le sens suivant : couche renversante, taches, facules, floculi. — L. Brüninghaus.

Sur la loi de la rotation solaire. — Newall (H.-F.) [*Month. Not. R. A. S.*, **82** (1921), 101-104]. — Le Soleil, on le sait, ne tourne pas comme un corps solide, mais sa période de rotation varie avec la latitude suivant une loi que nous révèle l'observation visuelle des taches. Le spectroscope conduit au même résultat général, mais avec des discordances dont on s'étonne souvent. H.-F. Newall pense qu'au contraire les violents tourbillons dont le Soleil est le siège doivent naturellement jeter le trouble dans les mesures spectroscopiques de vitesses ; le bon accord relatif de celles-ci, dans l'ensemble, paraît alors prouver que l'absorption a surtout lieu dans des régions où les mouvements violents) soit par suite de la viscosité ou autrement) ont cessé. L'auteur discute à ce point de vue les plus récentes observations spectroscopiques. — J. Bosler.

Nouvelle méthode proposée pour l'observation spectroscopique de la rotation solaire. — Newall (H.-F.) [*Month. Not. R. A. S.*, **82** (1921), 115-116]. — H.-F. Newall propose ici de pointer sur le soleil les points situés sur des cordes parallèles (et non perpendiculaires) à l'axe de rotation. Cette méthode présente, selon lui, de sérieux avantages pratiques et aussi au point de vue de la précision. — J. Bosler.

Rayonnement solaire à l'Helwan Observatory. — [*Nat.*, **110** (1922), 790-791]. — Cette note reproduit les résultats les plus importants obtenus à l'*Helwan Observatory* (Egypte), concernant le rayonnement solaire et la constante de ce

rayonnement. L'auteur des observations, Knox-Shaw, a montré que la méthode qui consiste, pour tenir compte de l'absorption de l'atmosphère, à faire un certain nombre de lectures pour diverses hauteurs du soleil, et à faire le calcul en supposant constant le pouvoir absorbant de l'atmosphère, — que cette méthode est incorrecte, et qu'elle conduit à des résultats discordants, non seulement d'une station à l'autre, mais encore pour une même station. En fait, le pouvoir absorbant de l'atmosphère est certainement variable avec l'heure du jour.

L. Brüninghaus.

Le rayonnement solaire et ses variations. — [*Nat.*, **110** (1922), 608-609]. — Cet article est l'analyse d'un travail de C.-G. Abbot, F.-E. Fowle et L.-B. Aldrich, publié aux *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, vol. IV. Ce travail est relatif aux variations de la constante solaire, ou nombre de calories reçues par minute par 1 cm² de corps noir, exposé normalement au rayonnement solaire en un point situé juste à l'extérieur de l'atmosphère terrestre. Cette définition même implique une correction importante : celle qui correspond à l'énergie lumineuse absorbée par l'atmosphère terrestre.

La variabilité observée dans ces conditions a donc une existence réelle. Elle se manifeste sous deux aspects. Des variations irrégulières se produisent pendant des durées se chiffrant par jours ou par semaines ; elles atteignent une petite proportion de l'intensité totale. On trouve d'autre part de petites variations de plus longue période, et celle-ci montre une certaine corrélation avec la périodicité de l'activité des taches solaires. Etant donnés les changements notables qui se produisent dans le nombre et les dimensions des taches, et dans les phénomènes électriques et magnétiques qui en résultent sur la terre, il est remarquable que le rayonnement solaire n'en soit que peu influencé. En tout cas, cela paraît expliquer le peu de succès des essais tentés pour rattacher les variations météorologiques à l'état de la surface solaire.

La constante, mesurée par les auteurs au Mont Wilson et à Calama, pendant la période 1912-1920, s'est montrée égale à 1,946. Ce nombre est légèrement supérieur à celui obtenu de 1902 à 1912, et ceci peut être dû à la plus grande activité solaire pendant la dernière période. La différence est de l'ordre de 0,5 à 1 p. 100. La variation à courte période s'élève à une valeur comprise entre 2 et 10 p. 100.

L. Brüninghaus.

Constante solaire, taches solaires et activité solaire. — **Angström (A.)** [*Astroph. Journ.*, 55 (1922), 24-30]. — L'étude de 205 déterminations de la constante solaire faites par Abbot de 1915 à 1917 montre que la valeur de la constante solaire S n'est pas une fonction linéaire d'une puissance quelconque du nombre N qui, d'après Wolf et Wolfer, caractérise la portion du soleil recouverte par les taches. Quand ce nombre augmente, la constante solaire commence par augmenter, elle passe par un maximum pour une valeur de N comprise entre 100 et 160, et décroît ensuite lentement. La loi de variation est exprimée approximativement par la formule

$$S = 1{,}903 + 0{,}011\sqrt{N} - 0{,}0006\,N.$$

L'accroissement de la constante solaire, représentée par le terme en $\sqrt{N}$, correspond à l'accroissement de l'activité solaire dans les régions voisines des taches ; la diminution, représentée par le terme en N, correspond à la diminution du rayonnement dans la surface recouverte par les taches. — F. Croze.

Etude de la radiation solaire sur les sommets des montagnes situées dans des régions désertiques. — **Abbot (C.-G.)** [*Ann. Rep. Smithson. Inst.*, (1920), 145-163]. — L'auteur décrit les recherches effectuées au mont Whitney, au Mont Wilson, à Bassour en Algérie, dans l'Amérique du Sud. Aujourd'hui les deux stations du Mont Whitney aux Etats-Unis, et de Calama au Chili ont été déplacées, la première au Mont Harqua Hala dans l'Arizona (E. U.), la seconde un peu plus au sud de l'endroit où elle était située. Ces deux observatoires, distants de 4000 miles, donneront des indications grâce auxquelles on espère conclure, si les mesures de la variation solaire peuvent permettre de prévoir le temps. Les services météorologiques d'Argentine, du Brésil et des Etats-Unis cherchent si l'on peut utiliser dans ce but ces déterminations. — Ed. Salles.

Corrections systématiques aux valeurs de la constante solaire déterminées à Calama (Chili). — **Abbot (C.-G.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 458-460]. — Valeurs originales et valeurs corrigées de la constante solaire obtenues à Calama du 1er juillet 1919 au 26 juillet 1920. — C.-E. Brazier.

Sur les abaissements observés dans les valeurs de l'intensité de la radiation solaire. — **Gerczynski (L.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 606-608]. — Les abaissements constatés en 1902 et 1913 dans les valeurs de l'intensité de la radiation solaire paraissent devoir être attribués respectivement aux poussières volcaniques projetées dans l'atmosphère par les éruptions de la montagne Pelée et du Katmai (Alaska). La cause d'un autre abaissement constaté pendant l'été de 1916 n'a pu être déterminée. Il semble cependant que cet abaissement n'est pas en relation avec les phénomènes volcaniques. — C.-E. Brazier.

Perfectionnements apportés dans l'observation de la radiation solaire à Calama (Chili). — **Abbot (C.-G.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 651-652]. — Bref aperçu sur diverses transformations que l'on a fait subir aux appareils de l'observatoire et à leur installation. — C.-E. Brazier.

Observations relevées au mont Blanc. — **Boutaric (A.)** [*C. R.*, **174** (1922), 309]. — Tableau d'observations actinométriques et polarimétriques faites à l'observatoire Vallot du mont Blanc. Il en résulte que, bien que l'atmosphère y soit très pure, ce qui fait que le rayonnement solaire atteint des valeurs élevées, la polarisation de la lumière diffusée par le ciel n'est pas exceptionnellement forte. Cela est dû probablement à la lumière diffusée par la neige dans toutes les directions, qui se superpose, dans l'atmosphère, à la lumière solaire directe.

A. Blanc.

Sur le rayonnement diurne de l'atmosphère au mont Blanc. — **Boutaric (A.)** [*C. R.*, **174** (1922), 183]. — Par temps clair, une surface noire abritée des rayons solaires directs et tournée vers le zénith se refroidit, même pendant le jour ; des expériences faites à l'observatoire Vallot du mont Blanc ont montré que le rayonnement résultant d'une surface noire vers l'ensemble de l'atmosphère est, par centimètre carré et par minute, au milieu de la journée, de 0,175 calorie-gramme. Par temps couvert, la surface noire s'échauffe. En disposant au-dessus de la surface noire étudiée une lame de verre qui ne laisse passer que les radiations de courte longueur d'onde, on peut mesurer le rayonnement lumineux envoyé par l'ensemble de l'atmosphère ; sa valeur maxima est de 0,052 calorie-gramme par centimètre carré et par minute. — A. Blanc.

Principaux résultats obtenus au cours de vingt années de mesures sur le rayonnement solaire. — Abbot (C.-G.), Fowle (F.-E.) et Aldrich (L.-B.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 8 (1922), 177-181]. — Résumé du volume 4 des *Annals of the Astrophysical Observatory*, qui expose les recherches faites à la Smithsonian Institution de 1902 à 1922 et concernant le rayonnement solaire.

Les principaux sujets traités sont :

Les perfectionnements apportés aux appareils et aux méthodes de recherches.

Evaluation de la « constante solaire », autrement dit de l'intensité du rayonnement solaire en dehors de l'atmosphère, à la distance moyenne du soleil. Les mesures ont été faites dans les conditions les plus diverses et ont conduit à une valeur bien déterminée de cette constante, qui est de 1,94 calories par centimètre carré et par minute.

Variations dans l'intensité du soleil : les valeurs extrêmes enregistrées depuis 1902 accusent une variation de l'ordre de 12 pour 100.

Transparence de l'atmosphère, ses variations mensuelles et annuelles.

Eclat du ciel.

Etude de la distribution des raies solaires dans la région des grandes longueurs d'ondes (jusqu'à 20 μ).

Distribution du rayonnement à la surface du soleil.

Mg. J. Rivière.

Nouvelles mesures du rayonnement stellaire. — Coblentz (W.-W.) [*Astroph. Journ.*, 55 (1922), 20-23]. — L'auteur a repris, à l'Observatoire Lowell, (altitude 2 400 mètres) les mesures du rayonnement des étoiles, commencées à l'Observatoire Lick (altitude 1 300 mètres). Ces mesures, faites au moyen d'une pile thermoélectrique placée dans une enceinte vide, confirment les mesures anciennes, d'après lesquelles le rayonnement total des étoiles rouges est de 2,5 à 3 fois plus grand que celui des étoiles bleues de même grandeur visuelle.

En plaçant devant l'appareil des écrans isolant des régions spectrales bien déterminées, l'auteur a trouvé que le maximum de la courbe d'émission se trouve dans l'infra-rouge, de 0,7 à 0,9 μ, pour les étoiles des types K et M ; dans l'ultra-violet, de 0,3 à 0,4 μ, pour les étoiles des types A et B. D'après cela, la température effective de ces étoiles serait de 3 000°C pour les étoiles rouges M, de 9 000° à 10 000°C pour les étoiles bleues B.

L'auteur a trouvé également que les étoiles bleues émettent moins de radiations infra-rouges que les étoiles bleues de même grandeur visuelle : la proportion du rayonnement total d'une étoile qui passe à travers une épaisseur d'eau de 1 cm a été déterminée pour 22 étoiles : elle varie de 81 p. 100 pour les étoiles B, à 40 p. 100 pour les étoiles M. — F. Croze.

Recherches sur le rayonnement nocturne et le rayonnement solaire aux altitudes élevées. — Boutaric (A.) [*Ann. de Phys.*, 17 (1922), 54-87]. — I. — L'intensité r du rayonnement nocturne, mesurée en calories-grammes par la perte d'énergie calorifique que subit par minute 1 cm² de surface noire librement exposée à l'air, ne dépend pas de la pression atmosphérique au voisinage du sol. A. Boutaric a vérifié qu'elle est sensiblement la même aux altitudes élevées (Pic du Midi) qu'au niveau de la mer (Montpellier), pourvu que la température et la pression de vapeur d'eau aient des valeurs comparables aux deux stations. La présence de poussières dans l'air, qui affaiblit si fortement sa transparence pour les rayons solaires, n'a pas d'influence sur le rayonnement nocturne. Les valeurs de r observées par A. Boutaric ont varié de 0,030 à 0,164 à Montpellier et de 0,046 à

0,174 au Pic du Midi. Pendant les nuits sereines, l'intensité du rayonnement passe par un maximum peu après le coucher du soleil.

II. — L'auteur a vérifié au Pic du Midi, comme il l'avait déjà fait à Montpellier, la relation prévue entre l'intensité du rayonnement solaire et la polarisation de la lumière diffusée par le ciel. La lumière du ciel bleu est d'autant moins polarisée que l'atmosphère est plus pure : il faut en effet ajouter à la lumière que diffusent les molécules — et qui est à peu près complètement polarisée — la lumière peu polarisée que diffusent la brume et les poussières. A. Boutaric retrouve en outre la dépression, déjà signalée par Crova, que présente la courbe horaire des intensités au voisinage de midi. — J. Cabannes.

La raie de l'aurore boréale dans le spectre du ciel nocturne. — **Rayleigh (Lord)** [*Proc. Roy. Soc.*, **100** (1922), 367-378]. — La raie verte caractéristique de l'aurore boréale peut être observée fréquemment, au cours des nuits ordinaires, sous des latitudes relativement basses. L'auteur a étudié systématiquement le phénomène au moyen de deux spectrographes de faible dispersion, spécialement construits, et de plaques isochromatiques ayant un étroit maximum de sensibilité dans le vert. Le spectre de comparaison utilisé est fourni soit par un tube à krypton, soit par une lampe à alcool dont la mèche est imprégnée de chlorure de calcium (la raie verte 5 570 Å du krypton ou la bande 5 540 Å du calcium servant de repère). L'exposition commence au début de la nuit et cesse automatiquement avant l'aube (au moyen d'un dispositif spécial). L'instrument est pointé vers le nord, à une hauteur de 45° environ.

Les premières expériences faites à Terling (près de Londres), ont donné un résultat satisfaisant au cours de 145 nuits, entre le 26 février et le 31 juillet 1921. Les clichés obtenus ont été classés en trois catégories (0, 1 et 2) suivant que la raie de l'aurore est absente, faible ou intense (101 nuits sur 145 ont donné un résultat positif; l'absence de la raie n'a pas été constatée pendant plus de quatre nuits consécutives). Cette classification est rendue difficile par différentes circonstances (spectre continu de la lumière lunaire, nuages diffusant et absorbant la radiation étudiée, inégalité de la durée des nuits au cours de la période des observations). Néanmoins, elle permet la comparaison des variations de l'intensité du phénomène avec celles des pertubations magnétiques, dont l'intensité est représentée également par 0, 1 et 2. Si l'on classe les nuits d'après l'intensité de la radiation verte caractéristique, on obtient :

Intensité de la radiation..........	2	1	0
Caractère magnétique moyen	0,49	0,67	0,53

et les nuits étant classées d'après leur caractère magnétique :

Caractère magnétique............	2	1	0
Intensité moyenne de la radiation .	1,00	0,95	1,03

Aucune relation ne semble donc exister entre les deux phénomènes. Toutefois, dans le calcul des moyennes précédentes, les résultats relatifs aux nuits des 13 et 14 mai ont été exclus. Il s'est produit à cette date une aurore boréale visible dans le nord de l'Europe, de même caractère que l'aurore polaire, en relation évidente avec un violent orage magnétique et probablement aussi avec le passage d'un groupe important de taches sur le méridien central du soleil, les 14 et 15 mai, à une distance de 3° environ du centre du disque. Sur les clichés relatifs à ces deux nuits exceptionnelles, la raie verte est beaucoup plus intense qu'en temps ordinaire et cette intensité est d'ailleurs dépassée par celle des bandes de l'azote, invisibles

sur les autres clichés. La raie verte n'a pu être décelée par des observations visuelles qu'au cours des deux nuits indiquées précédemment.

En ce qui concerne les nuits ordinaires, aucune relation nette ne semble exister entre le phénomène étudié et le passage des taches sur le méridien central du soleil.

D'autres expériences ont été poursuivies d'août à novembre 1921 à Beaufront Castle (près de Newcastle, à 3° au nord de Terling). La raie verte n'a pu être enregistrée au cours d'une seule nuit et ne devient visible que sur les clichés exposés pendant cinq nuits successives. L'émission de la radiation considérée est donc beaucoup plus intense à Terling qu'à Beaufront et semble en général plus intense sous les latitudes plus basses (observations, en Amérique, de Campbell est de Michelson).

Les résultats précédents, considérés dans leur ensemble, indiquent que l'émission très fréquente de la radiation verte doit différer profondément de l'aurore proprement dite, qui se produit fréquemment dans les régions polaires et rarement dans les régions tempérées. Ils sont en accord avec les observations de Slipher (d'après lesquelles la longueur d'onde de la radiation est 5 578 Å) et, par conséquent, montrent que l'émission de la raie verte ne peut être attribuée au krypton. Il est possible que la raie observée soit en réalité la tête d'une bande. De récents travaux ayant révélé la présence de l'ozone dans la haute atmosphère, il était intéressant de rechercher si la raie n'était pas le spectre de fluorescence de l'ozone, excité par la lumière ultra-violette des bandes négatives de l'azote, qui apparaissent en même temps dans l'aurore. Les expériences faites dans ce sens ont donné un résultat négatif. — G. Déjardin.

Etude de la présence ou de l'absence des bandes de l'azote dans le spectre des aurores. — **Rayleigh (Lord)** [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 312-315]. — Lord Rayleigh avait constaté la présence et l'intensité des bandes négatives de l'azote dans le spectre de la grande aurore des 13-14 mai 1921. Une série d'observations et de photographies faites aux îles Shetland à la fin de 1921 ont confirmé la présence de ces bandes dans le spectre des aurores, mais, contrairement à ce qui se produisit le 13 mai 1921, ces bandes ont été trouvées moins fortes que la raie verte des aurores. A la fin de novembre, lord Rayleigh a entrepris l'étude spectroscopique de la lumière du ciel nocturne à Terling (Essex). Il y a retrouvé la raie verte, mais aucune trace des bandes de l'azote. Deux tableaux résument ces deux séries d'observations. — L. de Broglie.

Mesures de l'éclat du ciel et de la clarté du jour. — **Kimball (H.-H.) et Hand (I.-F.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 481-488]. — L'éclat du ciel a été mesuré presque chaque jour à Washington du 5 avril au 13 juillet et à Chicago du 19 juillet au 13 août 1921 à l'aide d'un photomètre Sharp-Miller étalonné au Bureau of Standards.

On a déterminé à part l'éclairement produit sur une surface horizontale par la lumière solaire directe combinée avec la lumière diffusée par le ciel et celui que produit, à elle seule, cette dernière. Les mêmes mesures ont été répétées sur une surface placée perpendiculairement aux rayons solaires. En plus, à Washington, on a mesuré l'éclairement produit par le ciel seul sur des surfaces verticales formant avec l'azimut du soleil des angles variables.

A Chicago, par ciel sans nuages, l'éclairement dû aux rayons solaires directs est notablement plus faible qu'à Washington. L'éclairement sur une surface verti-

cale dont la normale forme un angle de 180° avec l'azimut du soleil n'y est guère que les 2/3 de celui que l'on observe à Washington.

Des graphiques tracés d'après les résultats des observations montrent les variations de l'éclat du ciel avec la nébulosité et la hauteur du soleil. Grâce aux données obtenues il devient possible de calculer l'éclairement sur une surface horizontale ou verticale en fonction de son orientation, de la saison, de l'heure et de l'état du ciel. — C.-E. Brazier.

Sur l'action photogénique des ultraradiations. — **Nodon (A.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 061]. — Dans une note précédente, l'auteur a annoncé que le soleil et la haute atmosphère émettent des radiations très pénétrantes, provoquant la décharge des corps électrisés, qu'il a appelé *ultraradiations*. La note actuelle décrit des dispositifs destinés à mettre en évidence l'*action photogénique* de ces ultraradiations.

A. Blanc.

Le rayonnement nocturne au mont Blanc. — **Boutaric (A.)** [*C. R.*, **173** (1921), 1392]. — Mesures du rayonnement nocturne et de ses variations faites, du 30 juillet au 7 août 1921, à l'Observatoire Vallot du mont Blanc. Description des appareils ; tableau des résultats. Contrairement à l'opinion courante, le rayonnement nocturne n'est pas exceptionnellement intense aux grandes altitudes.

A. Blanc.

Spectre du ciel nocturne. — **Rayleigh (Lord)** [*Nat.*, **110** (1922), 769]. — L'auteur a réussi à obtenir un spectrogramme indiquant dans ses grandes lignes le spectre du ciel nocturne du sud de l'Angleterre, la lune étant au-dessous de l'horizon. Le temps de pose avait été d'environ 50 heures, commençant chaque jour deux heures et demie après le coucher du soleil, et se terminant vers minuit.

Le spectre montre très fortement la brillante raie d'aurore, de couleur jaune-vert. Il y a d'autre part un spectre continu correspondant à la distribution d'énergie qui caractérise le spectre solaire, et dans lequel on distingue les raies noires H et K de Fraunhofer. Ces raies sont parfaitement nettes.

Il n'y a pas trace, sur cette plaque, des bandes de l'azote, qui constituent pourtant une partie si caractéristique des spectres de l'aurore polaire.

L. Brüninghaus.

XI. — ENSEIGNEMENT. HISTORIQUE. LABORATOIRES.

Pierre Duhem et la théorie physique. — **Schaffers (V.)** [*Rev. Quest. Sc. Brux.*, **1** (1922), 42-72]. — Des débats récents à la Société de physique prouvent que le différend de tendances dans lequel P. Duhem prit une position éminente, ne doit pas être considéré comme terminé. V. Schaffers commence par rendre hommage à l'élévation de la discipline que Duhem essaya d'imposer à l'étude de la physique et la met au point très clairement ainsi : selon Duhem le physicien devrait cueillir les phénomènes par des mesures aussi directes que possibles et coordonner ces mesures immédiates dans des théories dont l'expression purement mathématique ne comporterait aucune prétention à dévoiler la réalité cachée sous les phénomènes. V. Schaffers ensuite reproche discrètement à Duhem ce qu'il y avait d'insoutenable dans sa thèse ; quand on voudrait l'appliquer rigoureusement, la recherche physique en serait entravée ou même stérilisée.

En effet, non seulement sont indéniables les services rendus, entre autres par la théorie cinétique des gaz et en général par toute l'atomistique tant abhorrée par

Duhem mais, de plus, le développement de la physique a prouvé que ces hypothèses structurales de mieux en mieux retouchées et rendues adéquates aux mesures ont acquis un sens évident de réalité objective. L'auteur pense donc qu'il faut une attitude moins tranchante que celle de Duhem pour mener la recherche physique dans des voies à la fois plus pénétrantes et plus rigoureusement tracées. D'autant plus, fait-il remarquer, que Duhem ne cesse de voir la recherche scientifique guidée par l'inspiration à atteindre ce qu'il appelait la classification naturelle, qui impliquait l'existence d'une qualité qu'il se défendait de nous décrire explicitement. Nous serions tentés d'ajouter ceci : Duhem représente avec une loyale intransigeance la tendance de son époque à faire valoir les méthodes purement quantitatives sur les méthodes qualitatives et, dirions-nous, il ne faut pas conseiller une attitude conciliante, mais insister pour combattre l'erreur de préférer une de ces méthodes à l'autre. Car il ne faut ni les confondre ni les séparer pour faire avancer la science. Il est vrai que pratiquement on ne saurait mener de front la recherche dans les deux sens à la fois, mais malgré eux, en suivant l'une de ces voies les savants sont amenés en face de faits concernant l'autre et Duhem lui-même a dû le reconnaître dans certaines de ses recherches expérimentales touchant les équilibres chimiques. La qualité pour le physicien n'est pas qu'une notion métaphysique, mais celle concernant des unités naturelles de grandeurs finies et de structures définissables dont la réalité objective vaut autant que celle de toute autre réalité. C'est lorsque l'unité naturelle qui est en jeu nous échappe encore que dans la recherche l'étude quantitative devient naturellement prépondérante, la qualité n'étant alors que représentée par le symbole mathématique. Il arrive constamment que cette recherche aboutit à une telle représentation de faits qui révèle la discontinuité du changement et où l'on voit que certains des symboles mathématiques correspondent à des unités naturelles. — Malfitano et Catoire.

Hendrik Antoon Lorentz. — Larmor (J.) [*Nat.*, **111** (1923), 1-6]. — Notice biographique. — L. Brüninghaus.

Henri Rubens. — Franck (J.) **et Pohl** (R.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 377-382]. — Article nécrologique, résumant l'œuvre de Rubens, mort le 17 juillet 1922. Les travaux de Rubens constituent une étude complète du spectre infra-rouge, qu'il a étendu progressivement jusqu'à 324 μ par la découverte des rayons restants (1897), puis par l'utilisation de l'aberration chromatique du quartz (1911). L'étude qu'il a faite de la répartition de l'énergie dans ce spectre (1900) a fourni la base expérimentale de la formule du rayonnement de Planck, et par suite de la théorie des quanta ; ce sont également ses recherches qui ont expliqué le fonctionnement du manchon Auer. Enfin les travaux de Rubens sur la réflexion métallique des radiations de longueurs d'onde supérieures à 12 μ et l'étude de la diffraction par des grilles métalliques des radiations infra-rouges de longueurs d'onde comprises entre 14 et 108 μ ont fourni une vérification éclatante du caractère électromagnétique des radiations infra-rouges. — G. Bruhat.

Heinrich Rubens. — R.-W.-L. ; Larmor (J.) [*Nat.*, **110** (1922), 740-742]. — Notices biographiques sur le physicien renommé H. Rubens, mort récemment.

L. Brüninghaus.

Eloge de Heinrich Rubens. — Franck (J.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **3** (1923), 76-91]. — Discours consacré au rappel des travaux et de la vie de Rubens, mort le 17 juillet 1922, à 57 ans, d'une attaque de leucémie.

R. Fortrat.

Warburg physicien. — **Gehrcke (E.)** [*Zeits. f. Techn. Phys.*, **3** (1922), 186-192]. — Article écrit à l'occasion de la retraite du docteur Emil Warburg, président de la Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Cette biographie retrace les études de Warburg sur la mécanique, la chaleur, le magnétisme, la conductibilité électrolytique, la décharge dans les gaz, le rayonnement, la photochimie, etc... Il contient surtout une *bibliographie complète des publications de Warburg* que nous regrettons de ne pouvoir reproduire. — L. Vaslot.

Warburg professeur. — **Gehlhoff (G.)** [*Zeits. f. Techn. Phys.*, **3** (1922), 193-194]. — Article faisant suite au précédent. Il expose la vie universitaire de Warburg et donne notamment la liste de ses principaux élèves. — L. Vaslot.

J.-R. Rydberg et son ouvrage sur les spectres d'émission. — **Borelius (G.)** [*Fys. Tids.*, **21** (1923), 65-70]. — Article de propagande en faveur de l'ouvrage de Rydberg récemment paru dans la collection d'Ostwald. — H. Tscherning.

L'observatoire Norman Lockyer. — [*Nat.*, **110** (1922), 192-195]. — Note historique consacrée à l'illustre astronome anglais. — L. Brüninghaus.

Sur un écrit de Al Kindî au sujet du flux et du reflux. — **Wiedemann (E.)** [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 374-387]. — Reproduction avec annotations d'un texte arabe du 1[er] siècle sans aucun intérêt scientifique.

R. Fortrat.

Histoire des théories des vents depuis les temps les plus reculés jusqu'au début du 17[e] siècle. — **Woolard (E.-W.)** [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 507-509]. — Aperçu historique accompagné de notes bibliographiques.

C.-E. Brazier.

Définitions et lois du mouvement d'après les « Principia ». — **Greenhill (G.)** [*Nat.*, **111** (1923), 224-226]. — Considérations historiques et critiques sur la mécanique de Newton. — L. Brüninghaus.

Expériences de Boyle sur la capillarité. — **Skinner (S.)** [*Nat.*, **109** (1922), 518]. — Courte rectification historique. — L. Brüninghaus.

Notes historiques sur l'énergie superficielle et les forces moléculaires. — **Hardy (W.-B.)** [*Nat.*, **109** (1922), 375-378]. — Exposé historique du développement des théories de la capillarité. — L. Brüninghaus.

L'œuvre des précurseurs de la télégraphie par câbles sous-marins. — [*Nat.*, **110** (1922), 195-196]. — Note historique. — L. Brüninghaus.

L'origine ou la base des communications sans fil. — **Lodge (O.)** [*Nat.*, **111** (1923), 328-332]. — Exposé historique sur la question.

L. Brüninghaus.

L'histoire de la lentille photographique. — [*Nat.*, **110** (1922), 739-740]. — Note historique. — L. Brüninghaus.

Polarimètres : Quelques instruments typiques anciens exposés au South Kensington Museum. — **Cheshire (F.-J.)** [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 246-255]. — Quelques notes historiques sur les anciens polarimètres et microscopes polarisants. — Mc. J. Rivière.

La construction mécanique du microscope considérée d'un point de vue historique, avec des références spéciales à certains instruments qui se trouvent actuellement au musée scientifique de South Kensington. — **Pollard (A.)** [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-22), 334-349]. — Historique des progrès de la construction mécanique des microscopes depuis l'époque de Galilée jusqu'à nos jours. — F. Croze.

Sur l'histoire du calorique. — **Cajori (F.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 547]. — Courte note historique. — L. Brüninghaus.

Preuves optiques de la rotondité de la terre autrefois et aujourd'hui. — **Günther (S.)** [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1922), 371-386]. — Dufour, Forel et Wolff entre autres ont montré que l'image du soleil réfléchie sur une assez grande surface d'eau était celle donnée par un miroir convexe, ce qui établit la rotondité de la terre. Or, il y a 300 ans, une discussion s'était élevée entre Chiaramonti et Kepler sur un sujet au fond assez analogue ; l'article est consacré à cette polémique, d'intérêt surtout historique. — A. Foch.

Les principes fondamentaux de la recherche scientifique. — **Campbell (N.-R.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 397]. — A. Foch.

Réponse à la note précédente. — **Wrinch (D.-M.) et Jeffreys (H.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 398]. — A. Foch.

Sur certains principes fondamentaux de la recherche scientifique. — **Wrinck (D.-M.) et Jeffreys (H.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 368-374].

L. Brüninghaus.

L'astrolabe d'observation des Arabes. — **Franck (J.)** [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 201-208]. — Description et mode d'emploi de l'instrument pour les diverses études astronomiques. — A. Foch.

Problèmes de physique. — **Richardson (O.-W.)** [*Rep. British Assoc. Adv. Sc.*, (1921), 25-36]. — Rapport de l'auteur à la section de mathématiques et de physique, dont il est président, sur une série de questions à l'ordre du jour : structure des atomes ; émission thermionique ; électricité de contact ; action photoélectrique ; lumière et rayons X. — L. Brüninghaus.

Une école florentine de physique et d'optique. — **Martin (L.-C.)** [*Nat.*, **110** (1922), 496]. — L'auteur raconte sa visite au nouvel Institut de physique et d'optique, construit au voisinage de Florence, immédiatement après la guerre. Cet établissement est compris de la façon la plus appropriée aux besoins de la science, et richement doté en appareils les plus modernes.

L. Brüninghaus.

Résultats obtenus à la station d'essais physiques d'Edinburgh. — **Briggs (H.)** [*Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, **42** (1922), 34-42]. — Compte-rendu d'essais physiologiques. — L. Brüninghaus.

Les éléments de la géométrie. — **Campbell (N.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 15-29].

La mesure de la probabilité. — **Campbell (N.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 67-79]. — Notes de philosophie scientifique. — A. Foch.

Exposé sommaire du principe de relativité. — **Pérot (A.)** [*R. G. E.*, **13** (1923), 43-51]. — Cet article contient un exposé très clair du principe de relativité restreinte.

Reproduction des dernières leçons du cours de physique de l'Ecole Polytechnique. — Mg. J. Rivière.

Radiographie et physique. — **Kaye (G.-W.-C.)** [*Nat.*, **111** (1923), 364-366]. — Conférence faite devant la *Society of radiographers.*

L. Brüninghaus.

Les étapes de l'absorption de la chimie par la physique. — **Boll (M.)** [*Scientia*, **32** (1922), 1-12]. — L'objet de ce très intéressant article est de montrer dans quelle mesure le phénomène réaction chimique peut être considéré comme « expliqué » par les grandes théories physiques modernes : le phénomène réaction chimique ne comporte pas simplement la formation de corps nouveaux, qui avaient surtout capté l'attention des anciens chimistes, mais encore ce qu'ils désignaient par « circonstances de production », circonstances un peu accessoires dans leur esprit et qui, en fait, constituent, au même titre que les échanges de masse, l'essentiel du phénomène qu'il s'agit de connaître dans son ensemble.

L. Brüninghaus.

Expériences anciennes et théorie nouvelle. — **Weiss (P.)** [3e *Congrès Union Soc. Ind. France, Mulhouse*, (1920), 273-288]. — Dans cette conférence, M. Pierre Weiss rappelle les propriétés des radiations lumineuses et leur nature ondulatoire ; il termine par un exposé sommaire de la théorie radiochimique de J. Perrin. — R. Levaillant.

Historique des relations de la radiotélégraphie avec les travaux du Weather Bureau. — **Calvert (E.-B.)** [*Month. Weather Rev.*, **51** (1923), 1-11]. — Renseignements sur l'historique, les progrès et l'état actuel de l'utilisation de la radiotélégraphie, dans les travaux du Weather Bureau.

C.-E. Brazier.

La section météorologique de l'Union Géodésique et Géophysique internationale. — **Shaw (N.)** [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, **49** (1923), 22-23]. — Détails sur l'organisation de la section de météorologie et compte-rendu abrégé de ses travaux au congrès de Rome (1923). — C.-E. Brazier.

A propos d'un appareil pour illustrer la théorie cinétique. — **Schaffers (V.)** [*Ann. Soc. Sc. Brux.*, **41** (1922), 217-218]. — Wulf [*Zeits. f. Phys. und Chem. Unterricht*, **34** (1921)] utilise pour illustrer la théorie cinétique un cadre en bois auquel un double système de bielles peuvent imprimer des chocs. Le cadre se déplace sur un marbre ou un verre et des billes, placées à l'intérieur, reçoivent par leurs heurts contre le cadre de l'énergie cinétique qu'elles échangent, dans leurs chocs mutuels, suivant les règles des molécules des gaz. Le dispositif se prête à des vérifications, même numériques.

1° L'équipartition de l'énergie cinétique, d'où résultent des vitesses inversement proportionnelles aux racines carrées des masses, se montre en mettant une bille d'acier au milieu de billes de même grandeur en pierre ou en verre.

2° Tendant, sur la moitié du cadre, une toile souple posant sur le sommet des billes, il se produit un freinage des billes analogue à celui que la théorie suppose dans les liquides. On a dans la portion libre (analogue à l'état gazeux) quelques

billes animées de mouvements rapides ; elles y séjournent peu de temps et viennent s'engluer dans le compartiment freiné (analogue à l'état liquide), mais elles sont remplacées par d'autres. — A. Foch.

Observations didactiques sur les lois et les règles relatives à l'induction et aux forces électromagnétiques. — **Cozza** (R.) [*Nuov. Cim.*, **21** (1921), 302-309]. — L'auteur se plaçant à un point de vue purement scolaire montre l'avantage de certains énoncés de lois. — R. Chevallier.

Radiations et quanta. — **Carrière** (**Z.**) [*Rev. Quest. Scient. Brux.*, **4** (1923), 72-114]. — Exposé simple de la théorie des quanta. — G. Hache.

Micro-méthodes dans l'enseignement pratique de la chimie. — **Grey** (**E.-C.**) [*Nat.*, **110** (1922), 309-310]. — Plaidoyer, avec exemples à l'appui, en faveur de l'introduction des méthodes microchimiques dans les laboratoires d'enseignement.

On réalise par ce moyen de grandes économies : en temps, en argent, en produits, en matériel. Les tubes à essais sont remplacés par des fragments de lames porte-objets pour microscopes, ou par des éclats d'objets en porcelaine. Au lieu de remplir au quart un tube à essais du réactif et du mélange à étudier, on met une goutte de chaque sur la lame de verre, et on examine à la loupe ce qui se passe, procédé qui permet en même temps d'apercevoir la structure du précipité s'il s'en forme un. Certaines réactions seront produites avantageusement en mélangeant les deux gouttes à mettre en présence sur du papier buvard, sur lequel se fera donc instantanément la séparation du précipité et de la solution. Plus de brûleurs Bunsen : de minuscules flammes en veilleuse, d'où grande économie du gaz, qui est dépensé à profusion dans la plupart des laboratoires.

L. Brüninghaus.

Récents progrès de la théorie photographique. — **Mees** (**C.-E.-K.**) [*Nat.*, **111** (1923), 399-403]. — Conférence sur les récents progrès de la théorie photographique. — L. Brüninghaus.

Colloïdes protecteurs : une jolie expérience de cours. — **Friend** (**J.-N.**) [*Nat.*, **109** (1922), 341]. — Il semble que les colloïdes protecteurs soient doués de la propriété générale de retarder les réactions physiques ou chimiques capables d'intervenir entre les composants d'un système auquel ils sont ajoutés.

Ainsi, les vitesses de dissolution des métaux dans les acides, de dissolution et de précipitation des sels, de remplacement d'un métal par un autre, etc., sont toutes diminuées en présence d'un colloïde protecteur. Dans beaucoup de cas, le degré du retard introduit est conforme à la loi d'adsorption.

On peut montrer ces influences par une très jolie expérience de cours. Il s'agit de la précipitation de l'iodure de mercure par mélange de la solution de chlorure avec la solution d'iodure de potassium. En solution aqueuse assez diluée, la forme jaune instable se précipite d'abord, et vire rapidement à l'orangé puis au rouge, à mesure qu'elle se transforme en la variété plus stable.

Si, cependant, la réaction est effectuée en présence de gélatine, solution à 1 pour cent, le liquide vire d'abord au jaune, par suite de la formation d'iodure de mercure colloïdal, puis se trouble, et il se développe une belle couleur canari, qui subsiste pratiquement une demi-heure ou plus, selon les circonstances. Ce n'est que très lentement qu'apparaît la variété polymorphe rouge. Ainsi, les colloïdes

protecteurs retardent fortement la croissance des grains jaunes. Le phénomène peut être suivi facilement à l'ultra-microscope. — L. Brüninghaus.

Les isotopes, la désintégration artificielle des éléments. — **Brüninghaus (L.)** [*R. G. E.*, **12** (1922), 466-469]. — Au nombre des postulats fondamentaux sur lesquels repose la théorie atomique, proposée par Dalton, les plus importants sont sans contredit l'identité des atomes d'un même élément, et le caractère de permanence des mêmes atomes. L'évolution rapide des sciences physicochimiques à laquelle nous assistons actuellement remet en question le caractère tout d'abord absolu de ces postulats, et nous conduit à cette double conséquence, quasi révolutionnaire : la transmutation provoquée des éléments n'est plus un vain mot; des atomes différents par nature peuvent être chimiquement indiscernables. Dans l'article qui nous occupe, l'auteur expose succinctement les phases de cette double révolution chimique, à laquelle s'attachent les noms désormais célèbres d'Aston et de Rutherford.

Note sur un appareil de cours pour la démonstration de modèles atomiques. — **King (L.-V.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 395-400]. — Les expériences de démonstration sont réalisées à l'aide d'un champ magnétique produit par une ou deux bobines et de billes ou aiguilles d'acier très doux. Chaque bille ou aiguille s'aimante et se trouve soumise à des forces venant du champ des bobines et des autres aimants induits. On peut réaliser ainsi des assemblages très symétriques comme ceux des réseaux cristallins (mais en plan), montrer des mouvements browniens, des répulsions électrodynamiques ou même le modèle d'atome de Rutherford. — R. Fortrat.

Electricité et matière. — **Rutherford (E.)** [*Nat.*, **110** (1922), 182-185]. — Cet article reproduit une intéressante conférence faite dernièrement par l'auteur devant l'Institution des ingénieurs électriciens. Les faits d'actualité qui faisaient le sujet de cette conférence sont bien connus de nos lecteurs, et il n'est pas utile de les reproduire ici. — L. Brüninghaus.

Conceptions nouvelles sur la matière. — **Mackay (G.-M.-J.)** [*Gen. Electr. Rev.*, **25** (1922), 508-513]. — Résumé des conférences faites récemment par F.-W. Aston en Amérique. — F. Wolfers.

Radioactivité. — [*R. G. E.*, **12** (1922), 587-591]. — Résumé d'une série de six conférences faites à la Royal Institution, par Ernest Rutherford, et publiées dans *Engineering* [**113** (1922), 299-300; 331-332; 365-366; 386-387; 414-415; 464-466] et *Electrician* [**88** (1922), 411-413; 501-504].

Le radium. Découverte, propriétés, utilisation. — **D'Halluin (M.)** [*Rev. Quest. Scient. Brux.*, **2** (1922), 7-64]. — Conférence faite à la Société scientifique de Bruxelles (avril 1922). — G. Hache.

Le ménagement de l'énergie en Allemagne. — **Becker (G)** [*Zeits. f. Techn. Phys.*, **3** (1922), 337-348]. — Cet article est l'exposé d'une conférence faite à la séance du 18 novembre 1921 de la Deutsche Gesellschaft für Technische Physik à Berlin. Etant donné que l'arrêt de Genève « dépouille » l'Allemagne d'une partie importante de son charbon, les allemands vont être forcés dans l'avenir d'éco-

nomiser plus encore que par le passé toutes les sources naturelles d'énergie. Le but de cet article est de passer en revue toutes ces sources et d'exposer les possibilités d'utilisation qu'elles semblent permettre. Cette étude fournit une documentation détaillée sur les gisements allemands de charbons divers, de tourbes, de pétroles et huiles diverses, sur la production du bois de chauffage, sur l'utilisation de la force du vent et de l'énergie hydraulique ; l'utilisation de la chaleur solaire y est même envisagée. La conclusion, plutôt pessimiste, est qu'il faut économiser le plus possible toutes les sources d'énergie, centraliser la production de l'énergie et par suite développer les transports de force sous forme électrique.

L. Vaslot.

Rapport sur l'activité de l'institut impérial physicotechnique en 1920 (Extraits). — [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 245-252]. — On peut citer des recherches de Warburg sur les échanges d'énergie dans les réactions photochimiques (formation de l'ozone, réaction chlorophylienne), de Gehrcke sur le spectre de l'hydrogène et la structure des raies fines, de Steinwehr et Baisch sur les étalons électriques, de Holborn et Henning sur l'équation d'état de l'hydrogène, de l'hélium et de l'azote et sur les tensions maxima aux basses températures, etc.

P. Job.

Activité de la Physikalisch-Technische Reichsanstalt en 1921 [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 65-82]. — Voici les principaux des travaux originaux effectués :

Optique. — 1. *Détermination de la constante de Stefan* (ceci en vue d'expliquer les écarts entre les nombres de Kurlbaum et ceux de Gerlach).

2. *Etude du spectre de Balmer* de l'hydrogène à la température ordinaire et à la température de l'air liquide par des méthodes interférentielles. On a constaté qu'en prenant toutes les précautions pour avoir un hydrogène sans eau et sans oxygène, le spectre multinéaire est relativement fort par rapport au spectre de Balmer.

Electronique. — 1. *Détermination de* $\frac{e}{m}$ pour des électrons émis par une feuille de platine chauffée en concentrant dessus la lumière d'un arc de projecteur.

5. *Détermination de la constante de destruction de l'émanation du radium* par combinaison de la méthode des rayons γ et de la méthode de l'émanation : la valeur trouvée est 3,81 jours.

3. Mesures photographiques et dispersion des rayons β.

Electricité. — 1. *Perméabilité et hystérésis aux hautes fréquences.* — La perméabilité est constante jusqu'aux fréquences de $6 . 10^7$ s^{-1}.

2. *Effets de soupape électrolytique.* — On observe dans les soupapes aluminium-borax la formation simultanée de gaz tonnant et d'hydrogène. Cela paraît dû à la démolition de molécules d'eau avec création d'eau oxygénée, d'hydrogène et d'oxygène : le refroidissement intense produit par l'eau des soupapes empêche la combustion du gaz tonnant.

3. *Soupapes électrolytiques en haute fréquence.* — L'aluminium dans le nitrate de potasse fondu permet de réaliser des soupapes convenant jusqu'à des fréquences de $0,3.10^6$ s^{-1}, grâce à une capacité dix fois plus faible et une tension de polarisation de moitié plus petite que les soupapes à électrolyte aqueux.

Acoustique. — 1. *Vitesse de propagation du son dans l'air et l'hydrogène.* — On trouve, dans les conditions normales

	v (en m : s)	$\frac{C}{c}$
Air	331,57	1,403
H	1 260,6	1,408

2. *Vitesse de propagation du son dans les gaz partiellement dissociés.* — Quand un gaz comme N^2O^4 aux conditions ordinaires, est partiellement dissocié, la vitesse de propagation du son u est telle que

$$\text{E)} \qquad u^2 = \frac{p}{\rho}\left(1 + \frac{R}{c}\right)$$

lorsque le temps τ nécessaire à l'établissement de l'équilibre est petit vis à vis de la période du son ;

$$\text{E}') \qquad u^2 = \frac{p}{\rho}\left[1 - A + \frac{(1 + AB)^2}{AB^2 + \frac{c}{R}}\right]$$

dans le cas contraire.

[p, pression ; ρ, densité ; c, chaleur moléculaire moyenne du mélange ; $A = \frac{\alpha(1-\alpha)}{(2-\alpha)(1+\alpha)}$; $B = \frac{D}{RT}$; α, degré de dissociation ; D, chaleur de dissociation].

Or, on trouve une vitesse diminuant de 1 p. 100 quand les fréquences passent de 275 à 6 000.

D'autre part, le temps τ paraît pour N^2O^4 très inférieur à la période, ainsi qu'il résulte du tableau ci-dessous :

α (pour 100)	Température C	p (mm Hg)	u (m : s)		
			Trouvé	Calculé	
				Formule B	Formule B′
17,6	25°	760	183,9	193,4	186,0
25,2	35°	760	193,8	203,9	195,3

A. Foch.

L'activité de la Physikalisch-Technische Reischsanstalt en 1921. — [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 97-114]. — En dehors de 1 673 essais de diverses natures, l'activité de la Physicalisch-Technische Reichsanstalt s'est manifestée dans diverses recherches dont les principales sont :

1. *Influence de la présence de divers isotopes sur la conductibilité du mercure.* — Brönstedt et V. Hevesy avaient préparé des mercures, dont la densité variait

de 0,1 à 0,5 pour mille, ce qui est en dehors des erreurs expérimentales. La masse spécifique du mercure intervenant dans la définition de l'ohm, il importait de savoir si la conductibilité de ces échantillons différait. v. Hevesy fournit deux échantillons dont la densité différait de 0,3 par mille et où on a constaté une conductibilité pratiquement égale à celle du mercure normal (1).

Pour essayer de différencier ces isotopes, on a cherché à étudier la conductibilité au voisinage du point de fusion : au point de fusion même, la conductibilité ne subit pas de changement brusque et c'est dans un intervalle de 1° au dessus du point de fusion que l'on passe de la conductibilité du mercure solide à celle du mercure liquide.

2. *Etude et construction d'étalons de capacité et d'induction.*

3. *Contrôleur d'ondes électriques*, où une protection soignée contre les champs extérieurs a permis de déterminer des fréquences allant de 25 000 à 100 000 $\frac{1}{s}$ avec une précision évaluée à 0,0001

4. *Recherches par le tube de Braun sur les lampes à haute fréquence.*

5. *Mesure de la consommation propre des compteurs à induction.*

6. *Wattmètre à courants polyphasés avec fil neutre.*

7. *Frottement dans les paliers ; mesure de l'épaisseur de la couche d'huile.* — On produit sur la génératrice supérieure d'un tourillon des franges de diffraction observées au microscope ; le déplacement de cette génératrice entraîne une modification des franges, d'où il est possible de déduire l'épaisseur de la couche d'huile interposée.

8. *Alliages de fer.* — Un alliage réalisé par Heraeus avec du fer électrolytique, du silicium et de l'aluminium extra-purs a montré une force coercitive de 0,095 gauss et une rémanence de 3 000 C.G.S. Malheureusement cet alliage est fort difficile à travailler.

Krupp a réalisé un alliage dont la composition n'est pas donnée et qui posséderait une force coercitive de 210 gauss avec une rémanence égale à celle des meilleurs aciers chrometunsgtène. Cet alliage serait donc excellent pour les aimants permanents. — A. Foch.

L'activité de la Physikalisch-Technische Reichsanstalt en 1921. (*Suite et fin*). — [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 129-147].

Chaleur. — 1. *Isothermes de l'hélium* : On a :

$$\text{à } 0^\circ \text{ C} \qquad pv = 0{,}999\,30 + 0{,}000\,695\,4\,p$$
$$\text{à } 100^\circ \text{ C} \qquad pv = 1{,}365\,18 + 0{,}000\,668\,0\,p$$

p étant exprimé en m de mercure et allant jusqu'à 100 atm.

2. *Chaleurs de combustion.* (utilisées pour l'étalonnage des bombes calorimétriques) :

Acide benzoïque	6 320 cal_{15} : g.
Naphtaline	9 617 —
Sucre de canne	3 949 —

(1) Voici le texte allemand : « Die normalen Quecksilber gegenüber gefundenen Unterschiede der Leitfähigkeit liegen untertralb der Versuchsfehler und *kommen für die Genauigkeit der Quecksilbereinheit nicht in Betracht.* » J'avoue ne pas comprendre comment une différence de 3 dix-millièmes sur la section d'une masse de mercure *fixe* (14, 4521g) et de longueur *constante* (106,300 cm) n'a aucune influence sur la conductibilité définie par $\rho = 1^{\text{ohm}} \times \frac{S}{l}$. — (A. F.).

3. *Constante des gaz* :

$R = 0{,}082\,04\ (\pm 0{,}000\,03)$ Litre-atmosphère : degré-molécule
$= 8{,}313 \pm (0{,}003) \times 10^7$ Erg : degré-molécule.

4. *Conductibilité du toluène* :

$$x = 0{,}0004\,43\ \text{cal.cm}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{degré}^{-1} \text{ à } 19{,}6°\ \text{C}$$

5. *Coefficient de température de la résistance des métaux purs.* — Le nickel et le cobalt *purs* ont donné entre 0 et 100°C un coefficient de température dépassant 0,006 7 et par suite bien supérieur aux coefficients trouvés avec les autres métaux, à l'exception du fer.

L'article se termine par diverses indications sur les recherches d'ordre chimique effectuées à la P. T. R. A. et par une liste des travaux publiés par le personnel. — A. FOCH.

Compte rendu de l'activité de la Physikalisch-Technische Reichsanstalt en 1922. — [*Zeits. f. Inst.*, 43 (1923), 61-109]. — 1. *Optique.* — En dehors des mesures, non encore terminées, sur la constante de Stefan, on a étudié spécialement les raies spectrales de l'hydrogène et de l'hélium à basse température. La constante des séries de raies a été trouvée, pour ces deux gaz, inférieure de 20 p. 100 à ce que l'on peut calculer par la théorie relativiste de Sommerfeld.

2. *Rayonnement.* — Le pouvoir émissif du tunsgtène entre 2 700° C et 3 400°C a été trouvé de 0,45 dans le rouge, de 0,47 dans le vert; celui du platine entre 1 050 et 1680°C a été trouvé de 0,34 dans le rouge, de 0,37 dans le vert.

3. *Chaleur.* — Ont été déterminés :

a) divers coefficients de conductibilité d'isolants thermiques, ou de métaux;

b) les pressions de saturation de l'oxygène et de l'azote entre — 205 et — 183°C (températures mesurées au thermomètre à hélium);

c) le point de fusion du platine fixé à 1 772°C.

Tels sont les principaux travaux terminés ; le mémoire contient des indications sur les travaux en cours, extrêmement nombreux, ainsi que d'intéressantes données sur les essais d'ordre technique. — A. FOCH.

L'œuvre de guerre du Bureau of Standards [46 (1921), 1-300], — Cette publication est un exposé général de l'activité du Bureau. L'œuvre est immense; les problèmes techniques étudiés sont de toutes les branches de la physique et de l'industrie. C'est dire que les précisions sont très rares; la brochure se borne, presque toujours, à renvoyer aux circulaires spéciales issues du Bureau. Une analyse de quelques chapitres à déjà paru [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 252 D.]. Nous nous bornerons à signaler, pour le reste du volume, les pages dans lesquelles on peut puiser quelques renseignements.

Batteries électriques. — Pour la réception des batteries sèches, le bureau dosait AmCl et MnO^2. Mais les impuretés du minerai de manganèse jouent un grand rôle; la question reste ouverte. Pour les batteries fixes, c'est à l'analyse de l'acide qu'on eut recours. Dans les batteries Edison, on dosait KOH et LiOH.

Méthode d'induction pour localiser les corps métalliques. — Essai comparatif de deux méthodes. Quatre bobines de 1,50 m. de diamètre sont montées par paires sur deux cadres. Dans la première méthode, les bobines forment un pont d'Anderson, excité à la fréquence 1000 s^{-1}. Dans la seconde méthode. elles forment deux

circuits à mutuelle inductance totale nulle (sauf au voisinage des corps à rechercher) formée de deux moitiés opposées. Le primaire est excité à la fréquence 1000 s^{-1} ; on écoute au téléphone sur le secondaire. On peut encore exciter le primaire en courant continu et remplacer le téléphone par un galvanomètre. C'est cette dernière solution qui est la plus sensible. Les deux autres sont équivalentes.

Signalisation invisible. — Deux procédés sont décrits.

a) *Ultra-violet de position et de signalisation.* — La source est un arc à charbon d'équerre ou un arc au fer. Des écrans appropriés tamisent la lumière (λ 3 500 Å). Le récepteur est une lentille de quartz à court foyer formant image sur un écran fluorescent à travers un filtre analogue au filtre émetteur. — La fluorescence propre de l'œil empêche l'extinction complète de la source pour l'œil nu.

b) *Signalisation infra-rouge.* — Une lampe à acétylène émet à travers un disque tournant ajouré. Le récepteur, appelé radiophone, peut être un bolomètre à feuille d'or muni d'un amplificateur et d'un téléphone. Un modèle plus sensible utilise comme récepteur un cristal de molybdénite relié directement par une tension de 40 ou 60 volts à un amplificateur à 3 étages. La lumière est concentrée par un miroir argenté dessus ($f = 50$ cm, $d = 15$ cm). Cet appareil, extrêmement sensible, décèle au téléphone l'infra-rouge lunaire. Il semble qu'on améliore la sensibilité par changement de la note d'émission au lieu du changement d'intensité.

Recherches magnétiques. — Intéressante méthode d'induction pour rechercher les pailles d'un barreau d'acier.

Verres d'optique et instruments d'optique. — On trouvera quelques renseignements sur une méthode d'essai rapide des jumelles de campagne.

Photographie. — Le Bureau fait ressortir le grand avantage des plaques panchromatiques de haute sensibilité rouge pour la photographie par temps de brouillard. — M. Courtines.

Transaction of the Faraday Society [17 (1921), 1-215]. — C'est un congrès spécial destiné à recueillir toutes les connaissances actuelles relatives aux brisures des métaux sous l'influence d'efforts constants et prolongés.

Les faits expérimentaux sont les suivants :

Les métaux soumis à des efforts prolongés suffisamment intenses, finissent soit par se fissurer, soit par devenir très fragiles. Ces efforts peuvent être, soit d'origine extérieure (câbles à enveloppe de plomb suspendus de place en place), soit d'origine interne (métaux écrouis par étirage ou laminage, ou bien trempés, etc...).

Ces défauts sont mis en évidence soit par la force des choses (accidents divers), soit dans certains cas par l'usage de certains réactifs : des tubes de laiton étirés et plongés dans des solutions de nitrate mercureux craquent en quelques instants quand ils sont sous l'action d'efforts internes.

Un grand nombre d'expériences tendent à montrer que ces brisures lentes se font toujours suivant des fissures intercristallines.

W. Rosenhain attribue ce phénomène à l'existence d'une zone de matière amorphe entre les cristaux. Cette matière subirait une déformation visqueuse sous l'influence de l'effort et finirait par céder.

Moore, Beckinsale et Mallinson ont montré par l'expérience que les fusions dans le laiton à 30 p. 100 de zinc était dues à l'action de l'ammoniac qui se localise sur les régions intercristallines. Ils étendent cette explication comme valable peut-être dans tous les cas.

Les discussions qui se sont faites autour de ces deux interprétations sont fondées surtout sur l'appréciation et le sentiment plus que sur des raisons expérimentales concrètes.

Le remède à ce mal, quand il est dû à l'écrouissage, est un recuit à des températures modérées, où les propriétés mécaniques recherchées dans l'écrouissage sont à peine altérées.

Les mémoires intéressants sont les mémoires expérimentaux, à cause de la documentation qu'ils donnent. Ce sont :

Comment on évite le « season cracking » dans le laiton par l'élimination des efforts internes, par Moore et Beckinsale.

Les fissures intercristallines de l'acier doux dans des solutions de sels, par Jones (en particulier dans les solutions d'azotates ; elles sont attribuées à l'action de l'azote). Les efforts internes dans les tubes de laiton, par Vaudrey et Ballard. Les brisures des enveloppes de plomb dans les câbles électriques, par Archbutt.

H. Weiss.

Rapport annuel du directeur du Bureau of Standards, 1921. — [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 243-245]. — Le nombre des essais effectués durant l'année fiscale qui prit fin le 30 juin 1921 a été de 67 398 pour le gouvernement, et de 26 638 pour le public. Le personnel occupé à ces travaux a été de 850 personnes. On a réalisé pendant cette année un important progrès, par la recomparaison des étalons de mesure, et par l'amélioration constante des procédés d'emploi.

On a créé des modèles nouveaux de lampes à incandescence ; étudié très complètement la résistance au feu de divers matériaux de construction ; créé une méthode spectroscopique pour l'analyse de l'or et des métaux précieux ; étudié la fabrication du verre d'optique ; continué la préparation de tables des constantes physiques du gaz ammoniac. — L. Brüninghaus.

Revue de chimie analytique. — **Kling** (**A.**) **et Lassieur** (**A.**) [*Chim. et Ind.*, **6** (1921), 746-764]. — 1° On y signale d'abord les efforts du Congrès de Chimie Industrielle de 1921 pour favoriser les progrès de la chimie analytique.

2° On s'occupe ensuite de l'application à l'analyse minérale de quelques réactifs organiques encore trop peu utilisés : thymolsulfonephtaléine pour le titrage des acides faibles ; α nitroso β naphtol pour la recherche du cobalt dans le nickel ; diméthylglyoxime, α benzildioxime et dicyandiamidine pour la recherche et le dosage du nickel ; cupferron pour la séparation du fer et du manganèse ou le dosage de l'étain ; nitron, réactif des nitrates qu'il précipite en cristaux blancs ; acide salicylique pour le dosage de petites quantités d'urane ; benzidine qui permet un dosage commode de l'acide sulfurique ; enfin diphénylamine et diphénylbenzidine pour déceler les nitrates.

3° On indique pour la recherche des ions potassium et sodium en présence de magnésium une méthode qui utilise l'examen au microscope. Pour le potassium, elle est basée sur la formation d'un nitrite complexe $K^2 Cu Pb (NO^2)^6$, qui apparaît en cristaux cubiques noirs. Pour le sodium, elle consiste à observer la cristallisation de pyroantimoniate acide de sodium.

4° Une grande partie de l'article est consacrée à la spectrographie. On y décrit des appareils et des procédés adaptés aux besoins de la pratique courante, en tenant compte des résultats obtenus pendant plusieurs années au Laboratoire municipal (Paris.) Cet exposé sera fort utile aux chimistes. Il y est question des spectrographes, du choix des plaques et des sources de lumière, de l'analyse des métaux, des

minéraux, des liquides, des appareils de mesures, du spectre du fer en tant que spectre de comparaison, et enfin de la spectrographie quantitative.

R. Levaillant.

Construction mécanique des instruments scientifiques. — **Pollard (A.-F.-C.)** [*Rev. Opt.*, **2** (1923), 8-32]. — Traduction d'une des *Cantor Lectures* faites par l'auteur et consacrées à la construction des instruments avec nombreux exemples à l'appui. Dans cette première conférence l'auteur développe les axiomes de Maxwell sur la construction mécanique, montre quels sont les degrés de liberté ou de contrainte, et ce que doivent être les constructions géométriques.

Ed. Salles.

Calibres. — **Reilley (G.-C.)** [*Gen. El. Rev.*, **26** (1923), 110-116]. — Description des laboratoires d'étude et de construction des calibres de la General Electric Company. L'auteur indique quelques-uns des appareils et méthodes employés, optiques ou mécaniques, pour la construction et la vérification des calibres utilisés dans les ateliers de construction de cette société, calibres Johansson et autres, vérifications des longueurs de rubans métalliques, des filets et des pas des calibres de filetage.

Un calibre n'est jamais utilisé plus d'une semaine dans un atelier sans être à nouveau vérifié.

Le nombre des calibres nouveaux établis par an atteint 3 300 pour les usines de la société, 1 200 pour leurs sous-traitants.

La moyenne journalière des vérifications atteint 400.

Cette organisation assure une sécurité parfaite et permet par exemple de construire en Amérique et en Suisse des pièces qui devront être assemblées en Afrique du Sud sans avoir à craindre au montage les moindres difficultés ou surprises.

R. Fric.

Note sur l'estimation des dixièmes. — **Kirkpatrick (P.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 545]. — Ce travail a pour point de départ la supposition que des erreurs systématiques d'un genre particulier peuvent se produire pendant la lecture par estime des dixièmes de l'intervalle existant entre deux traits parallèles. On a soumis cette hypothèse à l'épreuve de l'expérience en faisant plusieurs centaines de lectures dans un tel intervalle de 1 cm de largeur, sur un instrument établi dans ce but. Les résultats obtenus avec 59 observateurs, faisant chacun neuf lectures différentes, sont les suivants :

L'exactitude absolue des lectures, sans égard au signe des erreurs, était la plus élevée à la position de 5 millimètres, et la plus basse à 7 et à 3 millimètres. Voici les nombres obtenus par un observateur moyen.

Lecture essayée : 0,100, 0,200, 0,300, 0,400, 0,500, 0,600, 0,700, 0,800, 0,900.
Lecture réelle : 0,110, 0,203, 0,322, 0,420, 0,502, 0,583, 0,677, 0,795, 0,893.

On voit d'après ces nombres que l'observateur moyen tend toujours à s'écarter du trait extrême de la graduation le plus proche. On peut montrer d'après cela que, avec des observateurs de cette classe, et sur l'échelle ici utilisée, la probabilité pour qu'une lecture faite au hasard soit fausse d'un millimètre est d'environ 0,12.

L. Brüninghaus.

Définition, pouvoir séparateur et exactitude. — **Mallock (A.)** [*Nat.*, **109** (1922), 668-681]. — L'auteur distingue les termes de *définition* et de *pouvoir séparateur*, qui sont généralement pris dans le même sens. Il propose pour la *définition* d'un instrument d'optique l'acceptation suivante : ce sera le rapport de la

plus grande à la plus petite quantité que l'instrument considéré permet de percevoir dans les mêmes conditions. Dans ce sens, la question de la définition se pose à propos de chaque instrument de mesure. Dans le microscope, par exemple, ce terme correspond à la grandeur du champ comparée avec la plus petite dimension discernable. Dans chaque cas on arrive à un genre particulier de définition, et il n'est pas inutile de rechercher quels sont ces genres, selon l'organe des sens utilisé pour faire la mesure. C'est ce que fait l'auteur en cette note.

Dans le cas de la vue ou de l'ouïe, c'est par millions que se chiffre le rapport envisagé plus haut ; cependant, la perception des intensités n'a pas d'aussi larges limites : chaque sens se modifie selon les conditions et, dans un de ces états approprié à un ordre de grandeur donné, paraît être capable de discerner les différences allant de 5 à 1/3 pour 100 de la grandeur actuellement appréciée.

Le même ordre de définition a été trouvé non seulement pour chaque sens, mais aussi pour la coordination des sens avec l'action musculaire. L'auteur en considère différents exemples. Il aboutit notamment à cette conclusion intéressante que, en ce qui concerne la distinction par l'œil des longueurs d'onde, c'est-à-dire la reconnaissance de la couleur, l'étendue de la définition est beaucoup plus étroite que ne l'est la qualité correspondante vis-à-vis du son : les longueurs d'onde de tous les rayons visibles sont dans le rapport de deux à un, tandis que dans le domaine du son, plus de dix octaves sont perceptibles.

Il n'y a pas beaucoup de gens qui, examinant tout le spectre à la fois, soient capables d'y distinguer plus de sept couleurs, mais, si l'on examine à part seulement une petite portion du spectre, les variations de nuances sont beaucoup plus marquées. L'auteur cite le cas d'un observateur qui distingue nettement les deux jaunes situés, dans le spectre, de part et d'autre des raies D. Ceci correspond à une différence relative de longueur d'onde de 5 ou 6 millièmes, mais comme les longueurs d'onde aux extrémités orangée et verte du jaune ne diffèrent que d'environ 100 millièmes, la définition de cet observateur vis-à-vis de cette faculté de discerner les jaunes n'est pas supérieure à 5 pour 100.

D'autre part, il n'y a guère d'oreilles assez peu musicales pour être incapables de discerner des intervalles de 1/2 ton (rapport de longueurs d'onde d'environ 10 pour 100), mais il y en a beaucoup moins qui soient capables de distinguer un demi-ton majeur d'un demi-ton mineur (rapport 1 pour 100), et encore moins qui puissent reconnaître un demi-ton de la gamme à tempérament égal d'un demi-ton vrai.

L'auteur considère ensuite des questions se rattachant à la mémoire des sensations, à la capacité de diviser, sans le secours d'étalons, l'espace ou le temps en intervalles égaux, à l'exactitude avec laquelle les sens perçoivent l'accélération verticale ou horizontale, à l'exactitude avec laquelle les sens peuvent diriger les actions musculaires ; cette dernière est de l'ordre de 1/1000 dans le cas du bon joueur de billard. — L. Brüninghaus.

Pouvoir séparateur optique et définition. — **Smith** (**T.**) [*Nat.*, **109** (1922), 745]. — Critique à l'adresse de la note de A. Mallock sur la même question. Il est clair que cet auteur a donné au terme *définition* un sens qui est très éloigné du sens usuel. — L. Brüninghaus.

L'erreur accidentelle dans la lecture d'une division à l'aide d'un microscope à micromètre. — **Lüdemann** (**K.**) [*Zeits. f. Inst.*, **43** (1923), 25]. — Soit l la longueur d'une division du cercle d'un théodolite, l' la longueur qu'elle paraît avoir dans le microscope ; l'expérience de plus de 8 000 lectures, pour des

valeurs de l comprises entre 0,06 et 0, 1 mm, et des valeurs de l' comprises entre 3 et 6 mm montre que l'erreur accidentelle de lecture est $m = 0,02\ l'$. Si l'on conserve la même division angulaire, on n'a donc pas avantage à augmenter le rayon du cercle. — G. Bruhat.

Appareil pour mesurer une déviation « standard ». — **Balls (W.-L.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 333-341]. — Description et mode d'emploi d'un ingénieux appareil donnant mécaniquement la racine carrée du carré moyen de l'écart d'un grand nombre de valeurs numériques par rapport à leur valeur moyenne (déviation standard). Cet appareil dont la description ne peut trouver place ici, est facile à construire et d'un emploi commode et rapide.

L. de Broglie.

Expériences sur des appareils à déterminer les masses et les densités. — [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 126]. — Expériences effectuées par les services techniques de la General Electric C°, Londres.

1. La balance à pesées rapides est essentiellement une balance de torsion : une des extrémités du levier porte le fil à peser, l'autre extrémité est reliée à un fil horizontal qui est plus ou moins tendu suivant le poids à déterminer : On mesure la flèche prise par le fil horizontal.

2. L'appareil à déterminer les densités est spécialement utilisé pour les fils fins : Le fil à essayer est disposé comme un fléau et on mesure le déplacement d'une de ses extrémités dans l'air et dans un liquide de densité connue.

A. Foch.

Observations sur la construction et l'emploi de la micro-balance de Steele-Grant. — **Hartung (E.-J.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 1 056 1 064]. — L'auteur s'est servi récemment de cette balance pour étudier l'action de la lumière sur les sels halogénés de l'argent. Pendant ce travail, il a fait quelques observations sur la construction et la manipulation de la balance, et des causes d'erreur peut-être inattendues. Ces observations font l'objet de la présente note.

On sait que la microbalance en question est entièrement en silice fondue, que l'équilibre est obtenu en faisant varier la poussée que le gaz contenu dans la cage étanche de la balance exerce sur une ampoule de quartz portée par l'une des extrémités du fléau. Cette variation de poussée résulte des variations de la pression du gaz de la cage, et la détermination de masse résulte en définitive de lectures manométriques.

Les constantes de l'appareil construit par l'auteur sont les suivantes : Période, 53 secondes. Charge maxima, 43 mg. Sensibilité : 20 μ (1 $\mu = 10^{-6}$ mg). Les pesées étaient exactes à 40 μ près, ce qui donne une précision de 10^{-6}.

La balance était à l'abri des poussières, des chocs et même des vibrations les plus faibles, et des variations de température. La cage était entourée d'une enveloppe de métal, et la lumière tombant sur le miroir pour faire les lectures, n'y était admise qu'un temps très court, et après la traversée d'une couche d'eau distillée de 25 cm d'épaisseur. Le manomètre était réuni à la cage au moyen de tubes capillaires longs, étroits, et courbés en forme de longues boucles; l'instrument se trouvait ainsi protégé contre les chocs et contre les courants d'air qui auraient pu résulter de variations trop rapides de la pression régnant dans la cage. L'air introduit dans la cage est soigneusement séché et filtré. Il ne faut pas introduire d'agents desséchants dans la cage même, car l'arrivée d'air risque d'en détacher de fines poussières qui, retombant en partie sur les organes mobiles, risquent de produire un déplacement du zéro. L. Brüninghaus.

La pesée par substitution. — **Briggs** (C.-A.) **Gordon** (E.-D.) [*Techn. Pap. Bur. Stand.*, **16** (1922), 177-192]. — C'est la double pesée de Borda appliquée en particulier aux balances à fléau démultiplié servant à la pesée des lourdes charges. Cette brochure est spécialement destinée aux praticiens des stations de pesage; elle donne un grand nombre de vieilles techniques pour l'établissement de l'échelle graduée devant laquelle l'aiguille vacille; pour éviter les erreurs de parallaxe; pour avoir une grande précision dans l'estimation des dixièmes de division, la détermination de la position d'équilibre etc... Elle donne un modèle de feuille de pesée pour inscrire ses résultats.

C'est un bon modèle de vulgarisation technique. H. Weiss.

La protection des poids de laiton. — **Manley** (J.-J.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 948-950]. — Le poids en laiton est recouvert bien également d'une couche d'huile de lin et chauffé dans un creuset recouvert de son couvercle. On surveille l'opération de temps en temps; on laisse refroidir dans le creuset quand le métal a pris une teinte d'or. On obtient une couche très résistante, qui donne à la surface un aspect vernissé et qui tient des années sans dommage.

Une précaution qui paraît essentielle est d'éviter de chauffer dans une atmosphère sulfureuse.

Une méthode analogue avait été employée par Faraday pour protéger le fer contre la rouille.

Une jauge de Mac-Leod double. — **Schaffers** (V.) [*Ann. Scient. Brux.*, **42** (1923), 262-264]. A. Foch.

Micromanomètre à sensibilité réglable. — **Michaud** (F.) [*Ann. de Phys.*, **17** (1922), 382-384]. — Deux vases larges communiquent par un tube étroit dont l'ouverture est réglée par un robinet. Ils renferment un liquide tenant en suspension des grains assez gros pour échapper au mouvement brownien: on observe au microscope un des grains voisins de l'axe du tube. La pression à mesurer est équilibrée au microscope en faisant plonger plus ou moins une aiguille dans le liquide.

M. Courtines.

Dispositif simple de régénération du vide. Applications. — **Waran** (H.-P.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1923), 199-200]. — Dans le but d'éviter l'accumulation d'air dans la chambre barométrique, l'auteur soude à cette dernière, à son extrémité, un petit tube capillaire relié à une petite ampoule. Au début, tout est rempli de mercure. De temps à autre on incline le baromètre afin de faire passer les bulles dans l'ampoule. Quand on redresse l'appareil, le mercure contenu dans le capillaire et l'ampoule empêche les bulles de se rendre dans la chambre barométrique. Ed. Salles.

Représentation conforme. — **Meyer** (Th.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3**, (1923), 136-147]. — La représentation conforme présente pour l'ingénieur une grande importance pratique. L'article est la reproduction d'une conférence résumant *pour le technicien* les principes de cette théorie et indiquant les principaux cas particuliers usuels de la transformation, ainsi que leurs applications. A. Foch.

Règles à calcul à grandes approximations. — **Guidoux** (H.) [*Arts et Mét.*, **75** (1922), 329-327]. - La règle à calcul ordinaire donne, pour beaucoup de calculs, une approximation insuffisante; aussi cherche-t-on à réaliser des règles à longues échelles; pour ne pas augmenter outre mesure la longueur de

l'instrument, on fractionne l'échelle en plusieurs parties que l'on juxtapose, ce qui se traduit par une augmentation de largeur de la règle.

Dans l'instrument actuel, on fractionne l'échelle en 6 parties allant la première de 1 à 1,467 (antilog 1/6), la seconde de 1,467 à 2,154 (antilog 2/6), etc.

Soit alors à multiplier 2,315 (échelle n° 2) par 2,72 (échelle n° 2) : le résultat se trouvera évidemment sur l'échelle n° 4, à une distance de l'origine égale à la somme des distances séparant de cette origine les graduations 2,315 et 2,72. L'opération est indiquée (fig. 1), et réalisée par le déplacement habituel de la réglette.

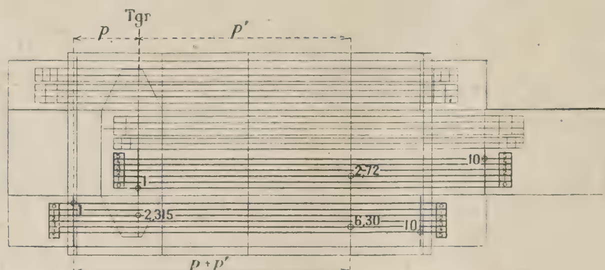


Fig. 1.

La règle Guidoux permet les opérations habituelles de la règle Mannheim, elle est en effet munie d'une graduation de carrés et de cubes, et d'une graduation de sinus et tangentes. D'intéressantes dispositions de détail sont à signaler, par exemple l'emploi d'un très long curseur permettant de toujours ramener le résultat sur une partie divisée, le tracé *sur le curseur* des facteurs π, $4\,\pi/3$ et $2\,\pi$, ce qui rend la réglette immédiatement disponible pour un nouveau calcul, etc. On aurait une précision de l'ordre de 10^{-4}, ce qui n'a rien d'étonnant, car les six échelles ont au total 1 m de longueur. A. Foch.

Sur la construction du sphéromètre. — Krüss (D.-H.) [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 245-247]. — Soit un sphéromètre à anneau ; supposons que la pointe centrale soit en réalité terminée par une sphère de rayon r et que le bord de l'anneau soit un tore dont la circonférence génératrice ait un rayon r'. Il suffit de faire une figure pour vérifier que si, après avoir établi le contact avec un plan parfait, on cherche à déterminer le rayon de courbure de deux surfaces, l'une concave, l'autre convexe, de même rayon, le déplacement de la pointe centrale sera plus grand dans le second cas que dans le premier. Une correction est donc nécessaire.

Il serait évidemment préférable de supprimer cette correction en employant des sphéromètres possédant une pointe centrale parfaite et dont l'anneau se terminât par un biseau vif. Dans l'impossibilité de réaliser ou de conserver de tels appareils, on peut faire comme A. Hilger, qui donne à l'anneau la forme d'un plan optiquement parfait à bord rigoureusement circulaires. Dans ces conditions, on vérifie par une figure que le rayon à employer dans les formules est le rayon extérieur pour les surfaces concaves et le rayon intérieur pour les surfaces convexes.

A. Foch.

Expérience montrant l'attraction universelle newtonienne. — **Wulf** (Th.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 154-157]. — L'auteur emploie, comme dans toutes les mesures de la constante de l'attraction universelle, un pendule de torsion ; il en approche les boules attirantes successivement d'un côté ou de l'autre, en les changeant rapidement de côté chaque fois que le pendule passe par son élongation

maxima : toutes les impulsions s'ajoutent, et l'on peut obtenir finalement une grande amplitude. L'amplitude finale obtenue ne dépend que de l'amortissement, elle est la même, que l'on parte du repos ou que l'on parte d'oscillations de plus grande amplitude. Il est donc possible, en lançant le pendule à l'avance avec des amplitudes inférieures et supérieures, de déterminer très rapidement deux limites entre lesquelles l'amplitude finale est comprise.

L'auteur décrit l'appareil employé et le dispositif qui permet de remettre les boules toujours à la même place. L'amplification est de 100 à 300 fois par rapport à la méthode statique ordinaire, et l'influence des vibrations et des courants d'ai est beaucoup moins sensible. Avec un fil de laiton de 15 à 20 cm de longueur et de 0,1 mm de diamètre, on a pu faire l'expérience au cours en installant l'appareil sur la table même de l'amphithéâtre, et obtenir une déviation de un mètre sur une échelle à 3 mètres. — G. Bruhat.

La balance de torsion d'Eötvös. — Shaw (H.) et Lancaster-Jones (E.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1923), 151-166]. — Théorie, description, réglage de cet instrument et bibliographie très étendue. — C. Florisson.

La balance de torsion employée dans les mesures de gravitation par Roland v. Eötvös. — Pekar (D.) [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 173-179]. — Certains modèles de balances d'Eötvös sont munis d'un enregistrement photographique. Or Eötvös a toujours préféré l'observation visuelle qui permet de reconnaître immédiatement les expériences défectueuses. D'autre part les appareils d'enregistrement causent une dissymétrie dans l'attraction, et les lampes qu'ils exigent provoquent dans l'atmosphère de l'appareil des courants de convexion toujours préjudiciables à la précision. — A. Foch.

L'enregistrement photographique dans la balance d'Eötvös. — Schweydar (W.) [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 179-182]. — Réponse à l'article précédent : Les critiques de Pekar ne valent pas pour l'appareil construit par C. Bamberg : les appareils d'enregistrement y sont placés bien symétriquement ; il n'y a pas à craindre que les lampes échauffent l'atmosphère. Enfin l'enregistrement photographique permet de conserver une trace des lectures ; il est indépendant de l'habileté des opérateurs ; et le développement peut se faire pendant qu'on démonte l'appareil pour se porter à une nouvelle station, ce qui permet de recommencer aussitôt les expériences défectueuses, et seulement celles-là.

A. Foch.

Sur la possibilité de la direction automatique des navires. — Anschütz-Kämpfe [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **3** (1922), 2-5]. — Un compas gyroscopique commande les contacts d'un relai, qui actionne un moteur agissant sur le gouvernail. Les contacts peuvent être mis dans une position variable de façon à pouvoir obtenir une route quelconque. Des enregistrements montrent que les oscillations autour de la direction choisie sont beaucoup plus faibles que lorsque l'on gouverne à la main. — G. Bruhat.

Sur l'application du gyroscope à la solution du problème de la verticale en navigation aérienne. — Gray (J.-E.) et Gray (J.) [*Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, **42** (1923), 257-317]. — Le problème à résoudre consiste à maintenir vertical un appareil (viseur, chambre photographique), quelle que soit la position de l'aéronef. Le principe de la méthode est le suivant : quand le système monté sur pivots est incliné sur la verticale, pendant le vol, on applique à un gyroscope un

couple stabilisateur obtenu à l'aide d'un dispositif de redressement, qui ne dépend en aucune façon de la précession du gyroscope. Pendant un vol incurvé, ce dispositif cesse d'agir, de telle sorte, que le système monté sur pivots quitte très lentement ou pas du tout la verticale vraie dans un vol incurvé, et revient relativement rapidement à la verticale au cours d'un vol normal.

Les auteurs y sont arrivés de deux façons : Le premier appareil comprend, (fig. 1) un gyroscope, une petite turbine à air, et le redresseur entraîné lentement dans le même sens de rotation que le gyroscope par l'axe de la turbine ; ces trois organes sont placés les uns au-dessus des autres, dans cet ordre, et le tout est monté à la Cardan. Le redresseur est constitué par une boîte cylindrique contenant deux (ou trois) billes d'acier b_1 et b_2 placées dans des logements, disposés sur le fond du cylindre. Supposons que l'arbre de la turbine soit incliné sur la verticale, il est facile de voir en suivant les positions différentes des billes, qu'il en résulte un couple redresseur appliqué au gyroscope.

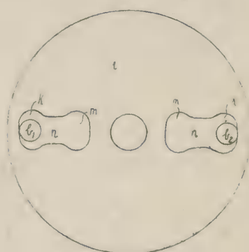


Fig. 1.

Dans un autre redresseur, trois billes sont assujetties à se déplacer suivant une trajectoire circulaire, et cela par trois bras qui les poussent entre deux anneaux concentriques. Imaginons que l'ensemble est incliné sur la verticale, la trajectoire se trouve inclinée sur l'horizontale, et en remontant la pente, chaque bille reste contre le bras. Mais la bille qui a passé le point supérieur de la pente, redescend et cette fois son mouvement s'accélère, elle ne reste plus contre le bras. Après avoir dépassé le point le plus bas, la même bille a son mouvement retardé, elle revient en contact avec le bras. Il en résulte un couple qui tend à redresser l'ensemble.

L'application et la théorie de ces deux dispositifs sont décrits en détail dans le mémoire ; il paraît que l'on peut obtenir une précision de 0,1 degré. Il n'y a pas d'inconvénient à faire tourner les parties stabilisées. Les auteurs décrivent en détail, le réglage du dispositif de stabilisation. — Ed. Salles.

Contribution à la théorie du niveau à bulle. — **Alliaume (M.)** [*Ann. Soc. Sc. Brux.*, **41** (1922), 167-173]. — A. Foch.

XII. — REVUE DES LIVRES

Generalised linear perspective. — **Gordon (J.-W.)** [1 vol., 22 cm × 14 cm, 184 p., Constable, London, 1922]. — Ce traité de perspective a été établi dans le but spécial de résumer les méthodes de reconnaissance militaire et de levés de terrain par photographie, mais son exposé d'ensemble sera fort utile à tous ceux qu'intéressent ces questions.

Les subdivisions sont les suivantes : introduction ; facteurs de référence ; perspective oblique ; perspective du plan vertical ; diagramme de perspective ; distances de l'horizon ; contours dans le champ de perspective ; récapitulation ; applications ; perspective photographique ; perspective généralisée de Brook Taylor ; développements en série. Un grand nombre d'exemples et de nombreuses photographies par avions illustrent cet ouvrage. L. Brillouin.

A dictionary of applied physics. Vol. V. — Aeronautics. Metallurgy. — **Glazebrook (R.)** [1 vol., 23 cm × 16 cm, 592 p., Macmillan, London, 1923, 63 sh.]. — Cinquième et dernier volume de cette importante publication.

Volumes moléculaires. Applications. — **Leduc (A.)** [1 vol., 19 cm × 12 cm, 119 p., Doin, Paris, 1923]. — M. Leduc a rassemblé dans ce volume les résultats essentiels de ses recherches sur les gaz. Il n'est pas de physicien qui n'ait eu besoin, pour connaître la valeur d'une donnée numérique et son approximation, de se reporter aux travaux de M. Leduc : c'est dire que ce volume sera bien accueilli de tous.

Il est impossible, dans le peu de place dont nous disposons ici, de résumer, ou même seulement d'énumérer, les questions si variées qu'a abordées l'auteur. Il faut lire ce petit livre pour se rendre compte de la fécondité de la notion de volumes moléculaires et de l'importance des résultats qu'a permis d'en tirer l'usage judicieux du principe des états correspondants. — G. Bruhat.

Le développement de la théorie du quantum. — **Allen (H.-S.)** [*Nat.*, **111** (1923), 279-281]. — L'auteur analyse dans cette note les deux ouvrages suivants :

1. **Molecular Physics**, (3e édition). — **Crowter (J.-A.)** [1 vol., VIII + 189 p., London, J. et A. Churchill, 1923, 7 s. 6 d. net].

2. **The Quantum Theory.** — **Reiche (F.)** [1 vol., traduit par **Hatfield (H.-S.)** et **Brose (H.-L.)** V + 183 p., London, Methuen and Co, Ltd., 1922, 6 s. net].

Les auteurs de ces deux volumes entreprennent l'un et l'autre la tâche malaisée d'exposer clairement la théorie du quantum. Crowther fournit un exposé élémentaire de la question. Reiche retrace d'une façon exceptionnellement lucide l'origine et le développement de la théorie du quantum. — L. Brüninghaus.

La généralisation de Planck de l'hypothèse des quanta appliquée à des systèmes à deux degrés de liberté dans un champ directeur — **Rotszajn (S.)** [1 broch., 22 cm × 15 cm, 44 p., J.-A. Barth, Leipzig, 1920]. — L'auteur envisage un dipole rigide mobile autour d'un point de son axe et soumis à un champ directeur homogène H. La position du dipole est déterminée en coordonnées sphériques avec la direction du champ comme axe des pôles. La longitude φ, l'angle azimutal θ, sont quantifiés séparément. Cela conduit, pour la chaleur spécifique rotatoire à la formule

$$C_{2R} = Nk\sigma^2 \frac{d^2}{d\sigma^2}\left(\log \sum_{n=1}^{\infty} n\, e^{-\sigma n^2}\right)$$

avec $\sigma = \dfrac{h^2}{8\pi^2 JkT}$; J, moment d'inertie du dipole.

en meilleur accord que les formules précédemment données avec les résultats expérimentaux de Eucken. Le champ directeur intervient ici pour rendre non cohérents les deux degrés de liberté : le résultat témoigne simplement de la nécessité d'une quantification double pour ce genre de problèmes. On trouve également par ce procédé les résultats de Tetrode relatifs à l'entropie de rotation des gaz biatomiques à haute température. Le calcul de la susceptibilité paramagnétique conduit à la formule

$$\chi = \frac{Nm^2}{h^2}\pi^2 J \frac{\dfrac{5}{4} e^{-\sigma} + \dfrac{1}{3}\displaystyle\sum_{n=2}^{\infty} \frac{e^{-\sigma n^2}}{n(n^2-1)}}{\displaystyle\sum_{n=1}^{\infty} n\, e^{-\sigma n^2}}.$$

A basse température cette formule fournit une limite différente de zéro ; à haute température elle donne la valeur de Curie-Langevin $\frac{Nm^2}{3kT}$.

M. Courtines.

La chute de potentiel et l'ionisation dans les flammes conduisant l'électricité. — **Maxwell** (F.) [1 broch., 25 cm × 16 cm, 66 p., J. Allier, Grenoble, 1923]. — L'auteur a étudié la distribution du potentiel dans les flammes, et est arrivé aux conclusions suivantes, quand on se borne à une ionisation de volume : la forme de la couche de distribution dépend du rapport entre la vitesse de production des ions et la différence de potentiel entre électrodes. Assez loin de la saturation, quand la recombinaison est grande, la courbe représentative indique un gradient anodique très petit et un fort gradient cathodique approximativement uniforme. Ceci s'observe pour une flamme pure soumise à une différence de potentiel de quelques centaines de volts, ou a une flamme salée soumise à 2 000 volts. Si l'ionisation est assez petite et le champ grand, la courbe de distribution tend vers un gradient approximativement uniforme. Pour des cas intermédiaires la courbe revêt une forme intermédiaire et indique une diminution de gradient continue de l'anode à la cathode. Le siège principal de l'ionisation est le bord du cône bleu. Il est possible d'obtenir des courants de saturation avec une flamme pure et avec une flamme renfermant une vapeur métallique.

L'auteur a pu produire l'ionisation par collision, dans des flammes où il pulvérisa des solutions de SO^4K^2 et de RbCl, et avec des différences de potentiel allant de 2 000 à 2 500 volts. Il a déterminé la valeur du potentiel d'ionisation pour l'atome de potassium, qui est de 4 volts. — Ed. Salles.

Einführung in die Ionen und Elektronenlehre der Gase. — **Greinacher** (H.). — [1 vol., 23 cm × 15 cm, 120 p., Paul Haupt, Bern, 1923, 4 fr. s.]. — Exposé élémentaire, sous forme d'un cours expérimental, de la théorie des ions et électrons dans les gaz ; intéressant au point de vue de l'enseignement, décrivant avec beaucoup de détails des expériences faciles à réaliser, l'ouvrage est illustré par des clichés photographiques des montages. — Th. Aron.

La lampe à 3 électrodes. — **Gutton** (C.) [1 vol. 16 cm × 24 cm ; 178 p., Journal de Physique, Paris, 1922]. — L'auteur a condensé, en ces 3 conférences remarquablement claires, l'essentiel de la technique actuelle de la lampe triode.

Les 3 fonctionnements fondamentaux (amplificateur, détecteur, oscillateur) sont présentés en faisant ressortir le caractère relais de la lampe. Les considérations théoriques ont reçu un développement mesuré, mais suffisant pour rendre parfaitement compréhensible le mécanisme intime des phénomènes. Un grand nombre d'applications et de montages usuels sont décrits avec les explications nécessaires de sorte que le livre constitue un ouvrage de vulgarisation bien fait pouvant satisfaire à la fois l'amateur qui pourra s'initier facilement aux propriétés des triodes et le technicien qui peut y puiser des renseignements précieux. C'est aussi un excellent tableau d'ensemble précisant l'état actuel des connaissances sur ce sujet. Une bibliographie très complète placée à la fin du livre ajoute encore à son intérêt pour les chercheurs.

Ces trois conférences ne se bornent pas d'ailleurs strictement à l'étude de la lampe à 3 électrodes et de ses applications radiotélégraphiques : une quinzaine de pages sont consacrées à des sujets très voisins comme le fonctionnement amplificateur des dispositifs à résistance négative, et leur fonctionnement comme oscillateur, cas général englobant celui de la triode — ou encore aux autres dispositifs à

émission thermionique pouvant la remplacer comme les négatrons, dynatrons, magnétrons, etc.

Enfin le livre se termine par quelques indications sur les possibilités d'emploi des triodes dans les mesures de physique, avec la description du multivibrateur et du voltmètre amplificateur d'Abraham — R. Dubois.

Radiotélégraphie, téléphonie, concert. — **Reynaud-Bonin (E.)** [1 vol., 13,5 cm × 22,5 cm, 176 p., Gauthier-Villars, Paris, 1923]. — Exposé élémentaire, description, renseignements pratiques sur la télégraphie sans fil.

Radiotélégraphie et radiotéléphonie à la portée de tous. — **Malgorn (G.)** [1 vol., 13,5 cm × 22,5 cm, 230 p., Gauthier-Villars, Paris, 1923].

La radio-téléphonie. — **Toché (C.)** [1 vol., 16 cm × 25 cm, 118 p., 2ᵉ éd., Gauthier-Villars, Paris, 1923].

La force motrice électrique dans l'industrie. — **Marec (E.)** [1 vol., 25 cm × 17 cm, VIII + 605 p., Gauthier-Villars, Paris, 1922]. — Cet ouvrage s'adresse aux techniciens et à tous ceux qu'intéresse l'industrie électrique. Il contient, avec le rappel des connaissances générales indispensables, de nombreuses figures schématiques de montages et d'installations, et rassemble une grande quantité de renseignements pratiques sur l'acquisition, l'installation, l'entretien, la réparation du matériel : moteurs, canalisations, transformateurs, génératrices de secours.

P. Lugol.

Discussion sur la fabrication de surfaces réfléchissantes. — *The Phys. Soc. London and the Optical Soc.* [1 broch., 26 cm × 18 cm, 44 p., 4 fig., 1 pl.; Londres, The Fleetway Press Ltd, 1920].

I et II. **Bibliographie**, par **R. Kanthack**.

III. **Notes sur le procédé au formol** par **H.-N. Irving**.

IV. **Notes d'atelier sur l'argenture**, par **James Weir French D. Sc.**

L'auteur passe en revue les procédés suivants :

1° *Etamage au mercure.* — Ce procédé est abandonné. Il est trop lent, malsain et donne des surfaces d'un faible pouvoir réflecteur; enfin, il ne peut être employé qu'au dos des miroirs ;

2° *Argenture au formol.* — Procédé très simple et rapide, rarement employé car le pouvoir réflecteur est relativement faible ; d'autre part, d'après l'auteur, une seconde couche ne peut être déposée sur la première et on ne peut cuivrer le dépôt électrolytiquement.

3° *Procédé aux sels Rochelle.* — Très employé. La surface obtenue est assez réfléchissante ; le dépôt s'effectue à la température normale.

4° *Procédé à l'acide tartrique.* — Pouvoir réflecteur du même ordre que le précédent mais inconvénient d'avoir à opérer vers 40°C. Une seule couche suffit.

5° *Procédé Brashear.* — Probablement le plus employé par les opticiens. Donne de bons résultats à une température comprise entre 10° et 20°C. ; la couche obtenue est relativement dure et adhérente ; plusieurs dépôts peuvent être superposés et le pouvoir réflecteur obtenu est très grand.

L'auteur signale les imperfections qui peuvent se produire, indique leurs causes et leurs remèdes.

Le nettoyage méticuleux de la pièce à argenter est fort important.

Les pouvoirs réflecteurs seraient approximativement :

70 p. 100 pour l'étamage.
90 p. 100 pour l'argenture à l'acide tartrique.
92 p, 100 — — au sels Rochelle.
98 p. 100 — — Brashear.

V. **Argenture des réflecteurs en verre par dépôt chimique**, par **F. Ellerman et H.-D. Babcock**. — Les auteurs ont essayé plusieurs procédés pour l'argenture des miroirs des divers télescopes de l'Observatoire du Mont Wilson et se sont arrêtés au procédé Brashear qui donne des couches épaisses, brillantes et dures résistant à un grand nombre de polissages. Ils indiquent en détail le mode opératoire auquel ils se sont arrêtés.

VI. **Argenture d'un grand miroir**, par **C.-R. Davidson**. — L'auteur décrit le procédé Brashear, légèrement modifié, qui est utilisé à l'Observatoire de Greenwich.

VII. **Note sur l'argenture des fils de verre et de quartz**, par **Robert S. Whipple, M. I. E. E.** — Le dépôt est plus homogène sur les fils de verre que sur ceux de quartz. Le nettoyage se fait au benzol avant l'étirage; après étirage, un nouveau nettoyage n'est pas nécessaire mais les fils doivent être placés à l'abri des poussières et l'argenture doit se faire le jour même. Elle est effectuée par le procédé aux sels Rochelle ; l'auteur indique en détail le mode opératoire.

VIII. **Note sur les miroirs employés pour la réflexion des radiations calorifiques**, par le **Prof. Ch. Féry**. — Les miroirs sont argentés et recouverts, pour éviter l'oxydation et la sulfuration, d'un vernis n'absorbant pas les radiations calorifiques. Tous les corps contenant de l'oxygène sont peu diathermanes tandis que les hydrocarbures le sont beaucoup, d'où l'emploi du bitume de Judée qui peut donner un excellent vernis ayant l'avantage de durcir sous l'influence de la lumière. Des miroirs ainsi traités peuvent être nettoyés par rinçage à l'eau ; ils peuvent être plongés dans le sulfure d'ammonium sans en souffrir et n'ont pas d'absorption sélective dans l'infra-rouge.

IX. **Dépôt de métaux par projection cathodique dans le vide**, par **F. Ellerman et H.-D. Babcock**. — Ce procédé est appliqué à l'Observatoire du Mont Wilson pour l'obtention de petits miroirs d'opacité variable. On emploie généralement l'argent pour le spectre visible, le cuivre pour l'infra-rouge, le platine et le nickel pour l'ultra-violet. Les conditions opératoires, un peu variables avec les divers métaux, sont, en général, les suivantes : la cathode, formée d'une plaque du métal à projeter est placée à la partie inférieure de la cloche ; la surface à métalliser est à environ 4 cm au-dessus, face en dessous. Le vide est poussé jusqu'à ce que l'espace sombre situé près de la cathode arrive juste en face du miroir. Le courant est fourni par un transformateur sur le primaire duquel est intercalée une résistance morte servant au réglage de l'intensité ; le secondaire donne un courant d'environ 0,02 ampères sous 10 000 volts, redressé mécaniquement à l'aide d'un petit moteur synchrone.

Il est difficile de métalliser correctement un miroir de plus de 8 cm de diamètre.

X. **Note sur la fabrication des miroirs par bombardement cathodique**, par **F. Simeon B. Sc. F. Inst. P.** — Les dépôts sont plus adhérents que par les procédés chimiques ; l'épaisseur croît régulièrement avec la durée de l'opération, ce qui permet d'obtenir l'opacité désirée.

Les dépôts varient avec l'intensité du courant, la différence de potentiel, la nature des gaz restant dans la cloche, la température de la cathode.

XI. **Surfaces réfléchissantes platinées au four**, par **Julius Rheinberg**. — Depuis longtemps, par des procédés tenus plus ou moins secrets, on obtenait en France, des glaces platinées au four, dans lesquelles le dépôt était extrêmement adhérent, le chauffage permettant de l'incorporer au verre lui-même dans le voisinage immédiat de la surface. Pour cela, il faut pouvoir obtenir l'incorporation sans déformer la glace.

L'auteur décrit en détail la méthode qu'il emploie. Il rend la surface à platiner un peu plus fusible en la mettant en présence de sels de bismuth et il répartit également chlorure de bismuth et acide chloro-platinique en les incorporant dans un collodion avec lequel il recouvre la surface d'une pellicule uniforme. Le chauffage est effectué dans un four électrique ; la température maxima, déterminée par quelques essais préalables, varie de 610° pour le quartz travaillé à 720° et plus pour le verre à vitres.

XII. **Note sur les miroirs d'instruments d'optique devant être utilisés industriellement**, par **W.-G. Collins**. — Des miroirs en acier rapide ont donné toute satisfaction pour leur dureté et leur inaltérabilité. Le pouvoir réflecteur est de 68 p. 100 : il varie très peu avec la couleur.

Méthode photométrique de mesure du pouvoir réflecteur des miroirs par **John H.-W. Walsh, M. A., M. Sc.** — Description de la méthode employée au National Physical Laboratory.

Une lampe fixe éclaire un écran photométrique. Une lampe mobile est déplacée jusqu'à réaliser l'égalité d'éclairement :

1° Quand sa lumière va directement vers l'écran.

2° Quand sa lumière est réfléchie par trois miroirs avant d'atteindre l'écran.

Des distances à l'écran on déduit le pouvoir réflecteur. — A. Benoit.

Die Brille als optisches Instrument. — Rohr (M. von) [1 vol., 24 cm × 18 cm, 254 p., 112 fig., 3° édit., Julius Springer, Berlin (1921)]. — Ce volume qui est extrait de la 3° édition du *Handbuch der gesamsten Augenheilkunde* de Graphe et Sœmisch, contient un exposé très complet, peut-être même un peu touffu, de l'optique des lunettes. Dans le premier chapitre, qui sert d'introduction, on trouve des renseignements très intéressants sur les lunettes qui servent à protéger les yeux, soit contre les corps étrangers, soit contre une lumière trop vive et trop riche en rayons ultra-violets, sur les lunettes sténopéiques, sur les verres de contact dont l'emploi devient de plus en plus fréquent en ophtamologie.

Le second chapitre, qui est la partie la plus importante du livre est consacré à l'exposé des propriétés des lunettes qui servent à corriger la vue et à l'examen des conditions de la vision à travers une lunette comparée à la vision à l'œil nu. Dans un premier paragraphe l'auteur étudie en détail les divers types de lunettes anastigmatiques : les lunettes ordinaires à un ou plusieurs foyers, les lunettes composées organisées de façon à grossir notablement les images rétiniennes et à rendre possible la vision aux personnes dont l'acuité visuelle est très faible (de l'ordre 0.1) : les lunettes à verres asphériques corrigées de l'astigmatisme et de la distorsion pour le centre de rotation de l'œil ; les lunettes à prismes de petit angle pour la correction du strabisme. Le second paragraphe contient l'étude des diverses sortes de lunettes astigmatiques : les lunettes à verres cylindriques ou toriques, qu'elles soient ou non corrigées pour le centre de rotation de l'œil ; le troisième paragraphe est consacré aux aberrations chromatiques des lunettes et le dernier paragraphe de ce long chapitre, aux modifications de la perception du relief des objets dans la vision au moyen des lunettes.

Toutes ces questions sont étudiées d'une façon détaillée soit au point de vue théorique, soit au point de vue historique. Un index par nom d'auteurs et un autre par matières permettent de trouver immédiatement les renseignements que l'on désire. — F. Crozе.

Uber Absorptionsspektren von Komplexsalzen. — **Schleicher (C).** [1 broch., 24 cm × 16 cm, 60 p., Thèse Zurich (1921)]. — Ce travail se divise en deux parties : théorique et expérimentale.

De la partie théorique résulte notamment que : 1° Les isomères géométriques des sels métalliques complexes ont souvent des courbes d'absorption tout à fait différentes, souvent aussi des courbes très analogues.

2° Les isomères optiques des sels métalliques complexes manifestent, dans les limites des erreurs d'expérience, des courbes d'absorption identiques.

3° Il semble qu'il y ait un parallélisme net entre les propriétés magnétiques des sels complexes et leurs courbes d'absorption.

La partie expérimentale est consacrée à la description des spectres d'absorption des sels complexes du cobalt, du rhodium, du chrome, du vanadium et du fer. — L. Brüninghaus.

Traité de chimie générale (tome II). — **Nernst (W.)** [1 vol., 25 cm × 16 cm, 500 p., 2e édition française d'après la 10e édition allemande par A. Corvisy; Hermann, Paris (1923)]. — La première édition française (d'après la 6e édition allemande, 420 p.) datait de 1912 et était depuis longtemps épuisée. Il convient surtout de signaler les principales additions qui caractérisent ce nouvel ouvrage : étude des électrolytes forts (Milner, Hertz, Ghosh, p. 117-121) ; échanges de cations entre les solides et les solutions salines (Rothmund, Kornfeld, Schulze, p. 129-131); nouveaux exemples de cinétique chimique (p. 155-156) ; catalyseurs spécifiques (p. 168-169) ; catalyse des systèmes hétérogènes (Knudsen, Bennewitz, Marc, p. 173-175) ; vitesse de dissolution des cristaux mixtes (p. 176-179) ; théorie moléculaire de la cinétique chimique (p. 181-182) ; cristaux liquides (p. 236-241) ; retards aux transformations et théorie de l'allotropie (Smits, p. 247-249) ; synthèse de l'ammoniaque (p. 270-273) ; cristallisation (p. 276-277); nouvelles méthodes pour l'étude de l'équilibre des systèmes gazeux (p. 297-298); isotopes radioactifs comme indicateurs (Hevesy, p. 310-313) ; conséquences du principe de Nernst (p. 329-333 et p. 346-356) ; courbes des tensions de vapeur (p. 335-338) ; passivité (p. 410) ; capacité de polarisation (p. 411-413) ; électrocapillarité (p. 413-414); photo-chimie (p. 433-440).

L'éloge des traductions de Corvisy n'est plus à faire : style précis, transcription fidèle et intelligente. Le traducteur a rédigé deux notes intéressantes, l'une relative à la théorie des gaz et à la loi de répartition de Maxwell (d'après le *Lehrbuch der physikalischen Chemie* de Jellinek), la seconde traitant de la concentration des ions hydrogène. On regrettera peut-être qu'il n'en ait pas joint d'autres, aussi importantes : par exemple, un résumé des travaux français de photochimie, et surtout l'exposé de l'équation de Marcelin-Rice, qui relie la vitesse de réaction à l'affinité et qui est désormais classique en France et en Angleterre, bien que Nernst n'ait pas l'air de se douter de son existence. — M. Boll.

L'aluminium et ses alliages. — **C. H. D.** [*Nat*, **111** (1923), 389-390]. — Cette note est une analyse des deux ouvrages suivants :

Aluminium and its Alloys. — **Grard (C.)** [1 vol., XXXIII + 184 p., 16 pl., London : Constable and C°, (1921), 17 s. 6 d. net].

The institution of Mechanical Engineers : Eleventh Report to the Alloys Research Committee : on Some Alloys of Aluminium (Light Alloys). — Rosenhain (W), Archbutt (S.-L) et Hanson (D). [1 vol., II + 256 p., 24 pl., London : Institution of Mechanical Engineers (1921), 42 s].

Le premier ouvrage est un traité des propriétés mécaniques de l'aluminium et de ses alliages commerciaux. Il contient de nombreux diagrammes représentatifs de ces propriétés. Les bases théoriques capables de fournir une interprétation simple des faits sont malheureusement absentes, ce qui enlève à ce livre une grande partie de sa valeur et de son intérêt.

Le deuxième rapport au comité des recherches est d'un genre très différent. Il étudie en détail plusieurs alliages nouveaux, préparés à la suite de recherches faites par le *National Physical Laboratory*. — L. Brüninghaus.

Gélatine et glu. — T. S. P. [*Nat.*, 111 (1923), 456-457]. — Analyse de l'ouvrage :

The Chemistry and Technology of Gelatine and Glue. — Bogue (R.-H.) [*Mellon Institut Technochemical Series*, XI + 644 p., New-York and London, Mc Graw-Hill Book C°, Inc. 1922, 30 s]. — Cet ouvrage réunit l'ensemble des connaissances modernes acquises sur la question très complexe de la gélatine et de la glu, connaissances qui étaient jusqu'alors éparses dans un grand nombre de périodiques différents. — L. Brüninghaus.

Sensitométrie radiographique. Présentation d'un dispositif instrumental. Ses applications. — Zimmern (A). [1 broch., 27 cm × 17 cm, 7 p. Extrait des *Bull. et Mém. Soc. Radiol. Médic. France*, février 1923]. — L'auteur rappelle les définitions photographiques usuelles : densité, contraste, courbe caractéristique, et décrit l'appareil qu'il a réalisé pour l'étude des caractéristiques radiographiques des émulsions.

La plaque est exposée à l'action d'un rayonnement hétérogène constant sous un volet mobile se déplaçant d'un mouvement uniforme par le jeu d'un mécanisme d'horlogerie. Après développement standardisé elle est photométrée au moyen d'unappareil analogue au néphélémètre, que l'auteur appelle pycnomètre.

Il n'a pas été trouvé de région linéaire dans les caractéristiques relevées, non plus que d'inertie. L'auteur termine en faisant observer que l'appareil peut être utilisé pour la mesure du coefficient de renforcement des écrans et, dans certains cas, des coefficients d'absorption moyens. — A. Dauvillier.

La constitution de l'atome et les raies spectrales. — Sommerfeld (A.) [1 vol., 25 cm × 16 cm, 1er fasc. 384 p., traduit d'après la troisième édition allemande par Bellenot; Blanchard, Paris, 1923]. — Le *Journal de Physique* [3, (1922), 414 D], a signalé la parution de la troisième édition du remarquable ouvrage de Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, tenu au courant des récents progrès de la physique avec un soin digne de tous les éloges. Malheureusement, l'édition française continue la série des traductions médiocres, sinon pires, des traités fondamentaux allemands et anglais. Sans doute, un erratum nous promet la rectification des « fautes d'impression » ; je doute qu'il soit efficace, puisque la traduction de cette première moitié se poursuit avec une moyenne *de trois erreurs* de toutes sortes *par page*.

Il sera difficile de qualifier *fautes d'impression* l'attribution « aux rayons α d'une vitesse presque égale à celle de la lumière (p. 19), la traduction de Hand (main) par onde (p. 13) ou encore de métal par atome (p. 46), les confusions entre rayons X et cathodiques (p. 32), entre rayons primaires et secondaires (p. 51),

entre électrons et atomes (p. 128), entre oxygène et hydrogène (p. 154), entre alcalins et alcalinoterreux (p. 124 et 131), entre l'uranium et ses produits de désintégration (p. 60 et 61), entre dispersion et parfois diffraction, parfois diffusion (p. 54, 77, 139, 143, 147, ...), entre « faire buter le fil d'un pendule » et raccourcir ce fil (p. 375), entre position d'équilibre et position extrême (*ibid*), entre 33 raies et la 33e raie (p. 270), entre « très différent de » et « inférieur ou au plus égal à » (p. 39), entre « égal » et « très voisin de » (p. 40), entre charge électrique et différence de potentiel (p. 46), entre le nombre atomique et un nombre de quanta (p. 88), entre un nombre de quanta et la constante de Rydberg (p. 254), entre le poids atomique et le nombre atomique (p. 98), etc.. Ces erreurs ne sont données qu'à titre d'exemples.

Cette traduction devait être revue par un physicien compétent; pourquoi a-t-on brusquement renoncé à ce projet? Que le directeur de la collection est donc coupable d'avoir laissé un ingénieur chimiste poursuivre cette tâche, qui était visiblement au-dessus de ses forces! M. Boll.

La vie des atomes. — **Boutaric (A).** [1 vol., 18 cm × 12 cm, 250 p., E. Flammarion, Paris, 1923, 7 fr. 50]. — Sous le nom de « la Vie des Atomes », A Boutaric a écrit un petit volume net et précis, qui renferme l'essentiel en ce qui concerne l'ionisation et la radioactivité. L'ouvrage débute par un court exposé de la notion d'atome et de molécule, puis l'auteur aborde l'étude des ions dans les solutions et dans les gaz. Il est ainsi amené à parler de l'électron et des rayons positifs, puis des rayons X et de la radioactivité. Le dernier chapitre a trait à la structure des atomes. Un lecteur, peu familiarisé avec les mathématiques, lira ce livre sans difficulté; les quelques calculs sont en renvoi au bas de la page, ou dans l'appendice. En somme un ouvrage de vulgarisation excellent. Ed. Salles.

L'évolution universelle. — **Petronievics (B).** [1 vol., 20 cm × 13 cm, 212 p., Félix Alcan, Paris, 1921, 7 fr. 50]. — Cette brochure constitue le premier volume d'un exposé de l'évolution mondiale et des évolutions particulières (inorganique, organique, intellectuelle et sociale). Dans l'ensemble, l'auteur fait un louable effort pour suivre de près les résultats de la science expérimentale, bien qu'il ait laissé de côté les faits récemment découverts, relatifs à la structure des atomes, et qu'il en soit encore à la théorie de Lord Kelvin pour l'explication de la chaleur solaire. L'importante théorie récemment émise par M. J. Perrin à ce sujet n'aurait pas du être passée sous silence.

Personnellement favorable aux idées de M. Petronievics sur l'évolution de l'univers, il nous sera d'autant plus aisé de dire que les arguments, fournis dans ce livre, ne paraissent en général pas de nature à entraîner la conviction.

Par exemple, la démonstration de l'étendue finie de l'univers paraît faible. Que l'existence d'un univers infini conduise à des conséquences logiques contradictoires ou inconcevables n'est pas un argument irréfutable. D'ailleurs pouvons-nous concevoir une borne à l'univers? Cette notion n'est pas plus claire, pas plus intelligible que celle d'un univers infini. C'est un point par lequel pèchent les philosophes : on ne démontre pas un *fait* par un raisonnement. Un raisonnement peut établir une certitude d'ordre mathématique (si je fais telles ou telles suppositions, il en résulte telles ou telles conséquences logiques), mais non une certitude d'ordre matériel. Ou bien l'expérience décidera un jour que l'univers est fini ou non, ou bien on ne le saura jamais.

Au reste, est-il nécessaire pour la thèse de l'auteur que l'univers soit fini? Que notre système stellaire soit seul de son genre ou non dans l'univers importe assez

peu ; il est déjà d'une immensité suffisante pour qu'une conclusion certaine tirée à son sujet soit d'une considérable importance philosophique et scientifique.

L. Brüninghaus.

Essai de philosophie chimique. — **Delacre (M.)** [1 vol., 20 cm × 14 cm, 170 p., Payot, Paris, 1923].

Annales de l'Institut de physique du globe de l'Université de Paris et du Bureau central du magnétisme terrestre. Tome I. — **Maurain (Ch.)** 1 vol., 31 cm × 26 cm, 300 p. Les Presses Universitaires de France, Paris, 1923]. — Importante publication dans laquelle sont rassemblées, avec d'abondants tableaux numériques, les notes suivantes :

Les observations magnétiques en France jusqu'en 1921 ;

Observations magnétiques effectuées par les missions hydrographiques des côtes de France ;

Observations magnétiques actuelles au Val-Joyeux et à Nantes, par Ch. Maurain.

Observations magnétiques faites à l'observatoire d'Alger-Bouzaréa, par F. Baldet.

Observations magnétiques faites au Val-Joyeux de 1915 à 1921, par Ch. Dufour.

Les variations périodiques du magnétisme terrestre à Paris, par A. Angot.

Le volume se termine par une série de planches représentant les principales perturbations magnétiques enregistrées au Val-Joyeux. G. Hache.

Historique et état actuel des recherches scientifiques dans les Indes Orientales Néerlandaises. Océanographie, météorologie, sismologie et magnétisme terrestre. — [1 broch., 27 cm × 18 cm, 14 p. Section for seismology, climatology and meteorology of the I.C.C. Committee, Kon. Akad. Wet., Amsterdam, 1923]. — Renseignements succincts avec nombreux renvois bibliographiques sur le développement des recherches scientifiques concernant l'océanographie, la météorologie, la sismologie et le magnétisme terrestre dans les Indes néerlandaises.

C.-E. Brazier.

Electricité atmosphérique (**1er fascicule**). — **Chauveau (A-B)** [1 vol., 25 cm × 15 cm, 90 p., Doin, Paris, 1922]. — Comme l'auteur l'écrit très justement, il n'a jamais existé de traité d'électricité atmosphérique écrit en français. M. Chauveau a entrepris de combler cette lacune et nul mieux que lui n'était désigné pour ce soin. Auteur de beaux travaux sur la question, il a ramassé, étudié, analysé les documents publiés pendant trente années.

L'ouvrage doit comprendre quatre parties : introduction historique, champ électrique de l'atmosphère, généralités sur les ions, ionisation de l'atmosphère. C'est de la première que nous rendons compte ; elle est divisée en trois chapitres. Le premier a trait au début des recherches, il va de 1750 à 1860, part de Franklin, Dalibard, Lemonnier, pour aboutir à Saussure, Peltier, et aux observateurs de la première moitié du xixe siècle.

Dans le second chapitre M. Chauveau indique l'importance des travaux de Lord Kelvin, combien les faits deviennent clairs par la considération de champ et l'introduction du potentiel ; il s'étend ensuite sur les moyens employés pour la mesure du champ et son enregistrement. Puis il montre le rôle qu'a joué l'école allemande surtout avec Elster et Geitel. L'examen des théories diverses termine ce chapitre.

Le dernier chapitre est consacré à la période actuelle, à l'examen de la conductibilité et de l'ionisation de l'atmosphère, aux travaux d'Elster et Geitel, Langevin, Wilson, Ebert, et se termine par un tableau de l'état actuel des recherches.

M. Chauveau, parlant des efforts infructueux de Rowland en 1882 et 1884, pour obtenir une réglementation internationale, écrit (p. 52) : « La discussion n'aboutit pas, et la proposition de Rowland resta sans réponse. Les observations d'électricité atmosphérique qui, comme tout ce qui se rattache à la météorologie, auraient exigé pour être fructueuses, une organisation systématique, restèrent abandonnées à l'initiative individuelle, sans que rien n'eut été fait pour assurer l'uniformité des mesures, ou au moins la comparabilité des résultats » ; 38 années après les efforts de Rowland nous en sommes à peu près au même point. — Ed. Salles.

Boletin mensual del Observatorio del Ebro. — [**13** (1922), 157-204]. — Recueil des observations d'héliophysique, électro-météorologie et géophysique effectuées à l'Observatoire de l'Ebre (Tortosa), durant les mois d'octobre, novembre et décembre 1922. — G. Hache.

Boletin del Observatorio del Ebro. — [**13** (1923), 207-246]. — Cette brochure est un résumé des observations mentionnées dans les bulletins mensuels de l'Observatoire de l'Ebre parus en 1922. — G. Hache.

Boletin mensual del Observatorio del Ebro. — [**14** (1923), 1-56]. — Recueil des observations concernant l'héliophysique, l'électro-météorologie, le magnétisme terrestre et la météorologie pendant les mois de janvier, février et mars 1923.

Ce bulletin contient en outre une étude spécial des nuages, faite à l'Observatoire de l'Ebre du 15 au 20 janvier 1923, sur l'invitation de l'Office National météorologique de France. De nombreuses photographies représentant les états particuliers du ciel pendant cette période accompagnent ce mémoire. — G. Hache.

Contribuçâo ao estudo do clima do Brasil. — **Morize** (H.) [1 vol., 23 cm × 30 cm, 118 p., Imprensa Nacional, Rio de Janeiro, 1922]. — Dans cet important travail sur l'étude du climat du Brésil, l'auteur, après une introduction générale, résume un très grand nombre de documents sur le sujet; des cartes, des diagrammes, des tableaux de nombres très nombreux et bien présentés illustrent cet ouvage, dont l'édition et la présentation sont excellentes; ce volume rendra les plus grands services à ceux qui s'intéressent à la climatologie; ils y trouveront une documentation précieuse sur l'Amérique du Sud en général, et plus particulièrement sur le Brésil. — C. Brillouin.

Annuario publicado pelo Observatorio Nacional do Rio de Janeiro, para o anno de 1923, [1 vol., 13 cm × 18 cm, 462 p. Imprensa Nacional, Rio de Janeiro, 1922]. — Annuaire astronomique de 1923, contenant les données du calendrier, des tables de réduction, les données horaires, les renseignements de géodésie et géophysique; deux articles sur la sismographie, et la trigonométrie sphérique.

L. Brillouin.

Observatoire central de l'Indo-Chine; Bulletin pluviométrique, années 1920 et 1921. — **Le Cadet** (G.) [2 vol., 30 cm × 41 cm, 92 p. et 92 p.; Observatoire central de Phu-Lien, 1921 et 1922]. — Tableaux nombreux, mensuels et annuels, complétés par des cartes. Une introduction indique l'organisation des observations, et signale les points les plus intéressants qui ont été notés. — L. Brillouin.

Le Gérant : Maurice Blondin.

PARIS. — SOC. GÉN. D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

Série VI. — Tome IV. Octobre 1923 N° 10

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

XI. — HISTORIQUE. ENSEIGNEMENT. LABORATOIRES

Un appareil à essayer la résistance à la traction des manchons à incandescence. — **Robin (J.-T.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1922), 46]. — Cet appareil comprend un flotteur placé dans un récipient cylindrique et surmonté par un vase contenant de la cire fondue. On plonge la partie inférieure du manchon dans la cire, qu'on laisse solidifier; on provoque ensuite l'écoulement de l'eau contenue dans le vase cylindrique, de sorte que le manchon supporte une fraction continuellement croissante du poids du flotteur; au moment de la rupture, ce dernier tombe et, automatiquement, arrête l'écoulement de l'eau. La force de rupture se déduit immédiatement de la hauteur de chute du flotteur; l'expérience a montré que certains manchons pouvaient supporter 500 fois leur poids propre.

Démonstration d'ondes stationnaires avec des fils chauffés électriquement. — **Imhof (H.)** [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 262]. — Le fil parcouru par un courant alternatif se dilate et se contracte périodiquement ce qui donne naissance aux vibrations transversales que l'on perçoit sous forme d'ondes stationnaires. Dans l'obscurité les nœuds sont particulièrement lumineux. Les métaux ayant fourni les meilleurs résultats sont le platine et le nickel-chrome. — R. Chevallier.

Suspensions en fils fins de quartz avec couple variable. — **Benedicks (C.)** [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 121]. — L'auteur propose pour les galvanomètres de zéro à haute sensibilité l'emploi d'une suspension bifilaire en fil de quartz — aussi fin que l'on voudra — permettant de faire varier le couple élastique dans de certaines limites. Ce dispositif diminue beaucoup l'action perturbatrice des champs magnétiques extérieurs. — H. Tscherning.

Suspension en fil de quartz et force directrice variable. — **Bénédicks (C.)** [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 367-373]. — Dans les galvanomètres très sensibles on utilise quelquefois des suspensions en fil de quartz dont la force directrice est négligeable et qu'on contrôle au moyen d'un champ magnétique. Ce procédé n'est pas recommandable et il convient d'utiliser toujours des forces directrices élastiques. Afin de régler à volonté cette force directrice, l'auteur utilise le système suivant : une vis FG se termine à sa partie inférieure par une pointe G, qui appuie contre deux prolongements H H', fixés sur l'écrou de la vis; lorsque l'on tourne cette dernière, la pointe écarte les prolongements.

A chacun de ces prolongements est fixé un des brins de la suspension bifilaire ; on conçoit qu'en écartant les prolongements, et par suite les fils, on puisse faire varier considérablement la force directrice. Par exemple dans une expérience, cette force, mesurée par la méthode des oscillations, a varié de 1 à 40. Le procédé peut rendre de très grands services en physique. Aussi l'auteur croit-il devoir donner quelques détails sur la fixation des brins du bifilaire. Chacun des prolongements porte deux trous K et K' d'un diamètre inférieur à 1 millimètre ; on fixe au-dessous des trous un mastic (cire de dentiste non collante à la température ordinaire et fondant à 60° C). Le même mastic permet de fixer deux brins d'aluminium

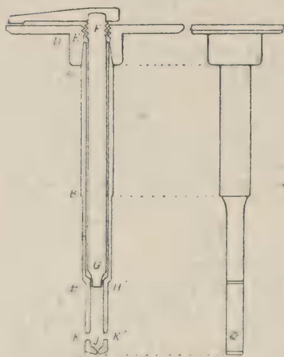


Fig. 1.

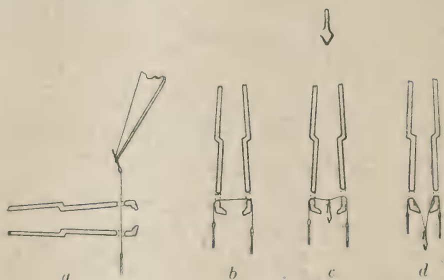


Fig. 2.

aux extrémités du fil de quartz. On tient horizontalement la monture de façon que les trous K et K' soient dans une même verticale ; on peut ainsi (fig. 1) faire passer le fil de quartz à travers ces deux trous. On redresse ensuite la monture et au moyen d'un crochet (b c d, fig. 2), on tire vers l'extérieur les deux brins de la suspension ; il ne reste plus qu'à chauffer légèrement pour que le mastic fonde et assure l'adhérence des fils à la monture. — A. Foch.

Une méthode de laboratoire pour déterminer le module d'Young d'une lamelle de microscope. — **Wagstaff** (J.-E.-P.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **21** (1922), 14-16]. — La lamelle est fixée par ses bords au dessus d'un trou, de rayon R en cm, percé dans la paroi d'une boîte contenant de l'air à pression variable et inférieure à la pression atmosphérique ; un disque de verre bien plan de rayon un peu supérieur à R repose sur la lamelle ; on forme en lumière monochromatique de longueur d'onde λ en cm des franges d'interférence entre le disque plan et la lamelle ; Si N est le nombre de franges qui disparaissent quand la pression dans la boîte passe de p_1 à p_2 :

$$\frac{N\lambda}{2} = \frac{45}{16^2} \frac{(p_1 - p_2) R^4}{Et^3},$$

t étant l'épaisseur de la lamelle en cm ; E, le module d'Young cherché. La formule précédente suppose que l'on a pris le coefficient de Poisson σ égal à 0,25. Dans le cas où la lamelle n'a pas ses bords fixés, la formule à appliquer et la suivante

$$\frac{N\lambda}{2} = \frac{189}{16^2} \frac{(p_1 - p_2) R^4}{Et^3}.$$

La méthode a donné pour le verre étudié la valeur $E = 5,8 \times 10^{11}$.

F. Perrin.

Détonateur de grande sûreté contre la rupture. — **Müller (C.)** [*Zeits. f. Techn. Phys.*, **3** (1922), 235-238]. — Au début de 1916 les détonateurs employés dans les mines ayant donné lieu à beaucoup de « ratés » dus à la rupture du fil de platine d'allumage sous l'action des chocs, l'auteur a étudié d'où provenaient ces ruptures et a été amené à construire un nouveau système d'allumage pour détonateurs. L'article décrit les procédés de fabrication et les essais effectués. Les détonateurs construits pendant la guerre pour la marine allemande sont remarquables par leur résistance aux chocs. Au lieu de souder un mince fil de platine aux deux conducteurs de cuivre, on emploie un ruban courbe bi-métallique (fil Wollaston) constitué par une âme de platine recouverte d'argent. La partie courbe est dénudée électrolytiquement, de manière que le platine soit libre dans cette partie ; les extrémités du ruban sont cuivrées pour augmenter la rigidité. Tout en exigeant un personnel moins habile que l'ancien détonateur, ce nouveau type est d'une homogénéité beaucoup plus grande ; il est donc facile de construire des détonateurs d'une résistance électrique très peu variable d'un échantillon à un autre, ce qui présente des avantages notamment dans le cas des explosions en cascade.

L. Vaslot.

Pivot magnétique. — **Phillips (C.-E.-S.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 213]. — Une aiguille à tricoter d'acier se tient verticalement, avec son extrémité inférieure reposant sur une plaque de verre, tandis que l'extrémité supérieure est supportée (sans contact) par un aimant permanent fixé immédiatement au dessus d'elle. Pour une position convenable de l'aimant, la force magnétique contrebalance presque le poids de l'aiguille, de sorte que le frottement de sa pointe sur le verre est réduit au minimum. On a donc là un pivot d'une grande mobilité.

L. Brüninghaus.

Lubrifiants pour coupe rapide. — **Bingham (E.-C.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 247-249]. — Les mécaniciens ont constaté depuis longtemps que l'huile de lard est presque indispensable pour certaines opérations de coupe, tandis que le plus souvent, au contraire, il y a avantage à se servir d'huiles bien meilleur marché. On ne possède pas encore d'explication de l'action particulière de l'huile de lard, et, du fait de l'emploi croissant des machines à coupe rapide, cette théorie présenterait une grande importance économique.

En général, la fonction principale du liquide avec lequel on arrose la pièce à façonner est de la refroidir, et l'eau est tout à fait appropriée à ce but, en raison de sa grande chaleur spécifique. La rouille est évitée par addition de carbonate de sodium ou de savon.

Dans les opérations difficiles, il se peut que le copeau tende à coller à l'outil, la coupe se fait mal et de façon irrégulière, et alors un bon lubrifiant doit remplacer l'eau.

On a cru, à la suite des expériences de Tower, que deux huiles de même viscosité ont la même valeur lubrifiante. Et on a regardé les huiles minérales moins coûteuses comme équivalentes aux corps gras, qu'elles ont donc supplanté. Et cependant, il y a des opérations d'atelier, comme le filetage des vis micrométriques, le découpage de l'acier doux, le filetage et le taraudage du fer forgé, le forage des canons de fusil, dans lesquels aucune huile minérale, quelle que soit sa viscosité, ne peut produire les excellents résultats obtenus avec l'huile de lard ou les autres huiles fixes.

L'auteur propose l'explication suivante : Deux surfaces métalliques rigoureusement propres, mises au contact, tendent à adhérer l'une à l'autre. Ceci est précisément ce qui arrive entre la surface fraîchement produite du copeau, et la surface

de l'outil. L'huile de lard a une *adhésion* pour les métaux bien plus élevée que les huiles minérales. Elle s'interpose donc énergiquement entre le copeau et l'outil, et leur adhérence mutuelle est ainsi évitée.

L'auteur a fait des mesures d'adhésion de divers corps gras aux métaux. La théorie se trouve confirmée. — L. Brüninghaus.

Le film parlant. — Nesper (E.) [*El. Techn. Zeits.*, **43** (1922), 1 305-1 307]. — Exposé général de la question. Un procédé dû à Ruhmer (1901) et qui utilisait un arc chantant et une cellule de sélénium, a été perfectionné en Allemagne depuis 1916 grâce à l'emploi des amplificateurs à lampes. L'arc est remplacé par un tube à décharges dans l'azote, présentant une portion capillaire, et l'on peut enregistrer sur le film soit des oscillations de longueur de la colonne positive, soit des variations d'intensité lumineuse. Le microphone peut-être remplacé par un « téléphone électrostatique » de Seibt et il est nécessaire d'utiliser une cellule photoélectrique en place de sélénium. — F. Wolfers.

Le film-photophone. — Gripenberg (W.-S.) [*Nat.*, **108** (1921), 307]. — Remarques sur une précédente note [*Nat.*, **108** (1921), 161].

L. Brüninghaus.

Procédés électriques de synchonisation et d'enregistrement de la parole en cinématographie. — Maurer (P.) [*L'Electr.*, **53** (1922), 105-107]. — L'auteur décrit sommairement un grand nombre de procédés qui ont été proposés, et dont aucun ne donne encore satisfaction. On cherche en général à transposer les vibrations sonores en impressions lumineuses sur le film, et réciproquement; l'emploi des lampes à trois électrodes semble devoir faciliter la solution du problème. — F. Wolfers.

Les dernières applications du haut parleur. — [*Wireless World*, **11** (1923), 857-858]. — Démonstration du « Système pour discours public » de la Western Cie. Microphone suivi d'un fort amplificateur alimentant de nombreux haut-parleurs disséminés dans un grand établissement. — C. Florisson.

Le télégraphone. — Perlewitz (K.) [*El. Techn. Zeits.*, **43** (1922), 1 386-1 388]. — Description très sommaire d'un phonographe pour l'enregistrement automatique des conversations téléphoniques, et leur restitution. Rien de nouveau quant au principe, sinon l'emploi d'un amplificateur à lampes qui permet de remplacer pour l'inscription la membrane habituelle par un système plus robuste. Cet appareil, fabriqué en série, semble devoir se prêter à de nombreuses applications.

F. Wolfers.

Instructions pour la mesure de la rigidité diélectrique de matières isolantes fibreuses. — [*Journ. Inst. El. Eng.*, **60** (1922), 794-802]. — Rapport de la « Société de Recherches des industries électriques britanniques », dans le but de fixer des conditions « standard » pour l'essai des matières isolantes fibreuses.

Les facteurs qui interviennent sont : l'état général de la substance au moment de l'essai, au point de vue de l'humidité, notamment la durée d'application de la tension; la température et l'épaisseur de l'échantillon; la nature et la forme des électrodes; enfin l'appareillage utilisé pour les essais. Les auteurs étudient ces conditions successivement et les définissent autant que possible.

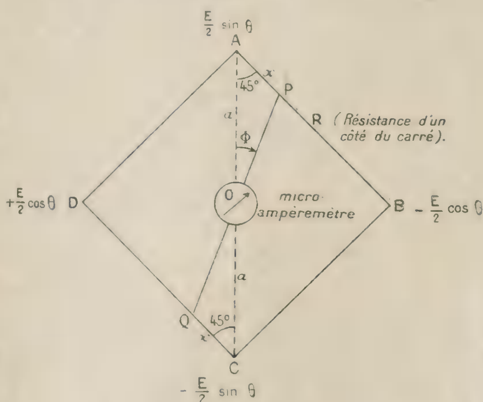
Ils donnent enfin une méthode simplifiée pour le cas où il ne s'agit plus de recherches précises, mais seulement d'essais industriels. — F. Wolfers.

Un compas d'induction. — **Heyel (P.-R.) et Briggs (L.-J.)** [*Proc. Amer. Phil. Soc.*, **61** (1922), 15-33]. — Description d'un dispositif magnétique permettant au pilote de vérifier, par une méthode de zéro, que l'avion est orienté suivant le cap qu'il a choisi.

L'appareil utilise la force électromotrice produite par la rotation dans le champ terrestre de 2 solénoïdes perpendiculaires, contenant des noyaux de fer allongés (acier à 3,5 p. 100 de Si), tournant autour d'un axe vertical sous l'action du vent sur 4 coupes d'anémomètre.

Les forces électromotrices induites sont transmises par un commutateur et recueillies par 4 balais à 90°, dont l'orientation détermine la valeur de la tension aux bornes. Si θ est l'angle de gisement du plan des spires au moment où elles sont reliées à un couple de balais, angle compté à partir du méridien magnétique, la tension est $E \cos \theta$ (E étant la force électromotrice maximum) pour ces balais et $E \sin \theta$ pour les deux autres. En connectant les uns ou les autres à un microampèremètre on observerait une déviation s'annulant soit pour $\theta = 0$ soit pour $\theta = \frac{\pi}{2}$.

La nécessité de soustraire l'induit aux pertubations magnétiques locales dues au moteur, oblige à l'éloigner du pilote, celui-ci devant pouvoir marquer la route qu'il doit suivre quel que soit son azimut. Ne pouvant, pour cela, faire tourner à distance le plan des balais par rapport à l'avion d'une manière précise et commode, les inventeurs ont employé un dispositif électrique très ingénieux qui mérite d'être signalé.



Une boîte remplaçant la rose des vents des boussoles, placée devant le pilote, contient une résistance constituée par un carré dont chaque côté possède une résistance ohmique R uniformément répartie, et dont les sommets sont reliés électriquement aux balais correspondants de l'inducteur.

Sur les 2 côtés opposés, un double frotteur diamétral P Q vient établir les contacts avec un microampèremètre servant d'indicateur de courant.

Supposons les milieux des solénoïdes réunis et pris pour origine des potentiels. La différence de potentiel V aux bornes du microampèremètre sera, en appelant x la résistance AP,

$$V = E\left(\frac{R-x}{R} \sin \theta - \frac{x}{R} \cos \theta\right).$$

Elle n'annulera pour $\operatorname{tg} \theta = \frac{R}{R-x.}$

Appelons Φ l'angle AOP. On a :

$$\frac{x}{\sin \theta} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{R}{\sin \frac{3}{4}\pi - \Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{R}{\frac{\sqrt{2}}{2}(\sin \Phi + \cos \Phi)}.$$

D'où
$$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} \Phi$$

Donc l'annulation aura lieu pour $\theta = \Phi \pm k\pi$, c'est-à-dire lorsque le plan des spires — au moment où elles sont reliées aux sommets A et C — fera l'angle $\theta = \Phi$ avec le nord magnétique.

Comme ce plan, défini par le calage des balais, est invariable par rapport à l'avion, on conçoit que le pilote puisse, en plaçant initialement P Q sur la route à suivre, observer si son cap s'écarte de la direction voulue.

Le sens des déviations du microampèremètre lorsque l'avion fait volontairement des angles plus grands ou plus petits que le gisement de la route, permet de s'assurer que le sens de parcourt est correct.

Voici quelques renseignements numériques :

Résistance des solénoïdes : 3,2 ohmes (Résistance totale)
— du cadre 37 ohmes (Par côté)
— du microampéremètre 22 ohmes (Déviation : 1 mm pour 10^{-5}A)

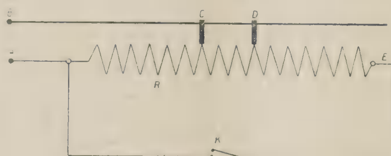
Force électromotrice à 20 révolutions par secondes : 8 mV.

Sensibilité du dispositif : Le pilote peut apprécier des erreurs de route de 2,5°.

Poids de l'appareil : 5 500 g.

L'appareil est très robuste et ses essais à bord des avions, aux Etats-Unis, ont donné toute satisfaction. — R. Dubois.

Une méthode pour accroître la capacité de travail d'un rhéostat. — Forsythe (W.-E.) [*Journ. Frankl. Inst.* 193 (1922), 551-552]. — Lorsqu'on utilise



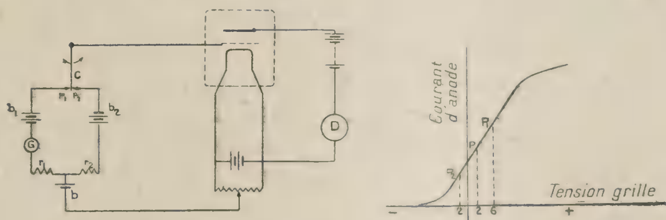
un rhéostat au voisinage de sa résistance minimum, l'intensité croit très vite lorsque le curseur se rapproche de l'origine. Un montage à deux curseurs (fig. 1) peut, en déplaçant les curseurs en sens opposés, à partir du milieu, doubler la capacité de travail du rhéostat. — C. Florisson.

Une méthode pour étendre les limites d'emploi d'un rhéostat. — Forsythe (W.-E.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 441]. — Lorsqu'on se sert d'un rhéostat ordinaire à contact glissant, il arrive souvent que, lorsqu'on désire accroître l'intensité du courant, on soit amené à ne plus utiliser qu'une petite portion de la résistance. Il en résulte deux inconvénients : surchauffe des spires utilisées ; variation trop rapide de l'intensité du courant pour un faible déplacement du curseur. L'auteur indique un montage simple qui remédie sensiblement à ces inconvénients ; il consiste essentiellement à utiliser à la fois les deux extrémités de la bobine, fonctionnant en parallèle. — L. Brüninghaus.

Méthode galvanométrique pour obtenir à distance un enregistrement agrandi d'un mouvement mécanique. — Wenner (F.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 410-412]. — Description du dispositif, qui permet notamment d'enregistrer le déplacement relatif d'un pendule horizontal et de son support produit par tremblements de terre. — L. Brüninghaus.

Procédé d'enregistrement d'un contact électrique au moyen d'un tube générateur d'électrons et d'une étincelle de haute fréquence. — **Zahn (C.-T.)** [*Journ. Wash. Acad. Sc.*, **12** (1922) 412-416]. — Un contact tournant établit et supprime le courant filament-plaque d'un tube à vide à intervalles de temps égaux et très courts. Le courant intermittent ainsi produit, provoque des étincelles dans un circuit secondaire à résonance réglable. Une des électrodes du secondaire communique constamment avec un cylindre tournant sur le même arbre que le contact et enveloppé de papier enfumé, l'autre électrode, en forme de pointe, est amenée contre le cylindre ; les étincelles tracent ainsi une série de points équidistants sur le papier. Le temps correspondant à la distance entre deux points est déduit de la vitesse de rotation du contact et du nombre de secteurs isolants égaux qu'il porte. Suivent des détails techniques et une application à l'enregistrement du diagramme des p, v d'un moteur à gaz. La distance maxima obtenue entre deux points sur le papier est de 2 mm et correspond à une durée de 4.10^{-4} seconde. — N. Yannakis

Emploi d'une triode dans l'enregistrement d'un contact électrique. — **Tomlinson (G.-A.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 870-872]. — Le montage est indiqué dans la figure ci-dessous :



Suivant que la languette de platine C est en contact avec la pointe de platine P_1 ou avec la pointe P_2, la grille est au potentiel — 2 ou + 6 et le courant d'anode prend les valeurs 2 P_2 ou 6 P_1 (partie droite de la figure). Ce relai présente de nombreux avantages.

1. le courant primaire est très faible, car il doit uniquement charger le circuit grille;

2. on peut rapprocher considérablement la languette des pointes (on a pu arriver jusqu'à 1μ) ; un millième de milligramme a pu faire jouer le relai ;

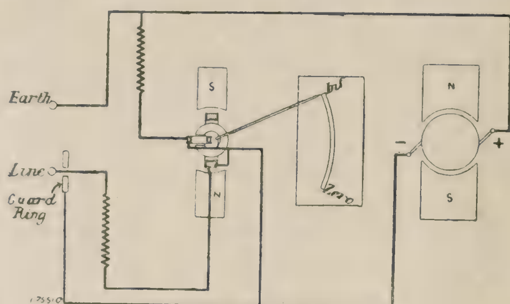
3. les courants étant très faibles, on n'a pas à craindre de voir « coller » les contacts.

Le relai a été employé dans la détermination de l'épaisseur d'un étalon à bouts, pour apprécier le moment du contact. Les différences de lecture n'ont pas dépassé 1,25 μ. Il peut servir pour la radiotélégraphie ou pour déterminer le niveau du mercure dans une chambre barométrique. — A. Foch.

Dynamo de démonstration à noyau fixe ou mobile. — **Stefanini (A)** [*Nuov. Cim.*, **24** (1922), 129-132]. — L'enroulement en tambour peut tourner indépendamment du noyau de fer ce qui permet, entre autre avantage didactique, d'exposer le fonctionnement en laissant le noyau fixe et en évitant ainsi la distorsion des lignes de force due à la rotation du fer. — R. Chevallier.

L'ohmmètre M. E. G. — [*Engineering*, 64 (1922), 458-459]. — Cet appareil a été établi par la Maison Evershed et Vignoles.

Le diagramme des connexions de l'appareil est représenté figure 1, la magnéto fournit une tension 500 V lorsque la manivelle tourne à 100 tours par min.



L'ohmmètre est du type à trois bobines, l'une de ces bobines est connectée au pôle négatif de la magnéto et, par l'intermédiaire d'une résistance, à une borne extérieure de l'appareil, l'autre borne étant reliée au pôle positif de la magnéto ; il en résulte que la résistance en essai est en série avec cette bobine. Les autres bobines de l'ohmmètre sont connectées aux bornes de la magnéto par l'intermédiaire d'une seconde résistance fixe. A circuit extérieur ouvert, les bobines sont déviées vers la portion la plus faible du champ, celle indiquée par la figure et l'aiguille marque une résistance infinie. Si une résistance est branchée entre les deux bornes, la première bobine est parcourue par un courant et l'aiguille se déplace devant la graduation qui donne la résistance extérieure en ohms ; si la résistance est nulle, l'aiguille atteint le zéro de la graduation. — E. B.

Pont pour la mesure des faibles résistances électriques. — Longden (A. C.) [*Phys. Rev.* 21 (1923), 368]. — Modification d'un pont précédemment décrit [*Phys. Rev.*, 24 (1907), 349], en vue d'en faire un appareil de précision. L'appareil pouvant supporter de très forts courants, est rendu plus sensible que celui de Kelvin ; il est en outre plus simple et présente moins de causes d'erreur — F. Wolfers.

Electroscope de poche. — [*L'Electr.*, 53 (1922), 162]. — Ce petit appareil a a forme d'un stylographe terminé à l'une de ses extrémités par une pointe reliée à une armature intérieure isolée. Le contact de cette pointe avec un conducteur porté à un potentiel continu ou alternatif de 80 à 700 volts, fait apparaître un voyant à l'autre extrémité. — F. Wolfers.

Electroscope se chargeant lui-même. — Phillips (C.-E.-S.). [*Proc. Phys Soc. London*, 34 (1922), 213]. — Dans ce modèle, la feuille d'or vient périodiquement au contact d'une pointe de carbone, maintenue à 200 volts. La tige supportant la feuille est connectée à une chambre d'ionisation reliée à la terre. La feuille se charge continuellement si l'on introduit par exemple du radium dans la chambre d'ionisation. On évite l'adhésion de la feuille avec la pointe de carbone en recouvrant celle-ci de charbon finement pulvérisé. — L. Brüninghaus.

Théorie de l'électroscope de Bumstead. — Read (H.-S.) [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 368]. — L'auteur a exprimé le travail du champ électrique agissant sur la feuille d'or, en fonction de son énergie potentielle : soient P la déviation de la feuille, supposée petite ; E, son potentiel ; l, sa longueur ; s, sa distance à chaque électrode ; c, sa capacité par rapport à chaque électrode ; mg, son poids ; $+B$ et $-B$, les potentiels des électrodes ; k, une constante.

On trouve :

$$p = k\frac{cEBls}{mgs^2 - cEBl}.$$

L'expérience vérifie cette théorie. La sensibilité p dépend très peu de E, elle peut être accrue indéfiniment en diminuant ($mgs^2 - cEBl$). L'auteur a utilisé une sensibilité de 1 000 divisions par volt. Cet électroscope semble particulièrement sensible et maniable. — F. Wolfers.

Un nouveau type d'électromètre Bumstead et appareils accessoires. — **Clark** (**H.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 539-540]. — La feuille d'or de cet électromètre n'est pas réglable. Les plaques chargées sont des secteurs de tubes cylindriques de 60°, et elles sont placées de sorte que les surfaces concaves regardent la feuille, et que leurs bords inférieurs soient réunis ensemble au-dessous d'elle. Chacune des plaques peut être déplacée verticalement au moyen d'une vis micrométrique. L'instrument peut, par suite, être adapté rapidement au degré de sensibilité voulu. La forme et la disposition des plaques sont telles que tout contact accidentel avec la feuille d'or est impossible. — L. Brüninghaus.

Sur l'électromètre sous pression du laboratoire de Genève. — **Mercier** (**P.**) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **3** (1921), 585-590]. — Pour obtenir un fonctionnement satisfaisant, il faut réaliser les conditions suivantes :

1° L'aiguille doit être légère ;

2° Son centre de gravité ne doit pas être trop éloigné de l'axe de rotation et doit être aussi voisin que possible d'une droite passant par celui-ci et le point de suspension des surcharges ;

3° Il faut éviter de faire des mesures comparatives pour de très faibles déviations. — R. Fric.

Les variations de capacité des électromètres à index ou aiguille mobile. — **Hermann** (**H.**) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 386-388]. — L'auteur déduit, par les formules classiques, cette variation de capacité de la courbe d'étalonnage en potentiel. Il la calcule numériquement pour différents modèles d'électromètres à feuille ou à fil, et trouve pour la variation maxima des valeurs qui vont, suivant les modèles, de 1 à 50 pour 100. — G. Bruhat.

Expériences sur un voltmètre électrostatique. — [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 126], — Expériences effectuées par les services techniques de la General Electric C°, Londres.

Le voltmètre électrostatique — au fond identique à celui d'Abraham — comprend un disque fixe et un disque mobile : l'attraction électrostatique, en déplaçant ce dernier, provoque la tension d'un fil en forme de chaînette dont on mesure la flèche par projection sur un écran. — A. Foch.

Equilibrage du galvanomètre type marin de Rymer-Jones. — **Rymer-Jones** (**J.**) [*Electr. Rev.*, **90** (1922), 831-832]. — L'auteur traite, d'une façon très complète, de l'équilibrage de la bobine mobile de son système de galvanomètre. A l'aide de figures, il montre comment il est possible d'obtenir le résultat cherché. Il donne également un grand nombre de détails de construction qui montrent le soin extrême apporté à l'étude de l'appareil. — E. B.

Disposition simple pour thermogalvanomètre. — Campetti (A.) [*Nuov. Cim.*, 22 (1921), 321-322]. — Description d'un cadre thermoélectrique facile à construire que l'on peut substituer au cadre d'un Deprez-d'Arsonval.

R. Chevallier.

Description d'un appareil de précision à cadre mobile extra-sensible pour les mesures thermoélectriques. — Gorgas [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 382-383]. — La déviation maxima est obtenue pour 15 mV et 0,1 mA. C'est un galvanomètre à cadre mobile du modèle classique mais de construction très soignée. (Pour les détails se reporter au mémoire). — P. Job.

Lectures microscopiques de galvanomètres et électromètres. — Ising (G.) [*Fys. Tids.*, 20 (1922), 121-122]. — L'auteur recommande pour ces lectures l'emploi d'un fil fin, transparent ou opaque, par exemple fil de quartz ou de Wollaston, fixé sur l'équipage mobile du galvanomètre ou de l'électromètre.

L'objectif du microscope de lecture est muni d'un diaphragme et comme oculaire on emploie un microscope entier. Ce dispositif d'ultramicroscope donne des franges de diffraction très fines, avec un très fort grossissement et une très grande netteté.

Un galvanomètre dont la pointe de l'aiguille était munie d'un fil fin de quartz éclairé par un condenseur et, en dessous, par un miroir et dont le microscope avait un grossissement de 800, présentait une sensibilité de $3{,}8.10^{-11}$ ampère par division de l'échelle pour un cadre de 3040 ohms et 8.10^{-10} ampère pour un cadre de 5,2 ohms. — H. Tscherning.

Les conditions de sensibilité optimum des galvanomètres balistiques. — Staring (A.-J.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 5 (1923), 97-109]. — Etude des conditions générales de sensibilité des galvanomètres balistiques, en fonction des grandeurs qui caractérisent l'instrument, le circuit étant fermé. L'auteur a pu établir des tables d'un emploi commode et telles qu'en se donnant les valeurs d'un certain nombre d'éléments (champ de l'aimant, section droite de l'enroulement, largeur du cadre, et une certaine constante), il est facile de calculer l'appareil.

Ed. Salles.

Un laboratoire d'essais à 500 000 volts. — De Raemy (H.) [*R. G. E.*, 11 (1922), 861-864]. — Dans cette étude, l'auteur donne une description du nouveau laboratoire que viennent d'installer les Ateliers de Constructions électriques de Delle, à leurs usines de Villeurbanne. Ce laboratoire a été établi spécialement en vue des essais de l'appareillage à très haute tension que comportent les grands réseaux de transmission d'énergie électrique.

Lampes témoins dans les laboratoires. — Denham (H.-J.) [*Nat.*, 109 (1922), 683]. — Ces lampes peuvent rendre service au laboratoire. Etant des tubes à vide (au néon), elles consomment très peu : de 3 à 30 milliampères sous 200 volts. On peut s'en servir notamment comme indicateurs de passage du courant, en les plaçant en dérivation sur l'appareil d'utilisation.

L. Brüninghaus.

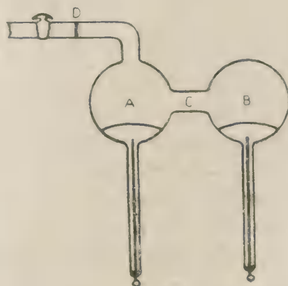
Les lampes à néon. — Curtis (W.-E.) [*Nat.*, 109 (1922), 343]. — Il ne semble en général pas connu que les lampes à néon, qui peuvent rendre tant de services dans un laboratoire de physique, peuvent être achetées maintenant à très bon marché. Elles peuvent s'adapter à un support ordinaire, et contiennent du

néon de pureté moyenne à basse pression. Les électrodes sont en nickel, et ont des formes qui dépendent du but auquel la lampe est destinée, mais leur distance est assez petite pour permettre le fonctionnement aux tensions usuelles (au-dessous de 100 volts). Elles sont particulièrement commodes pour les mesures stroboscopiques, les mesures des périodes d'oscillation de courants à haute fréquence, l'étalonnage des spectroscopes à faible dispersion, etc. — L. Brüninghaus.

Le tube à néon considéré comme un moyen de produire des courants intermittents. — **Pearson (S.-O) et Anson (H.-St.-G.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, 34 (1922), 204-212]. — Ce travail est relatif à une expérience dans laquelle un tube à néon et un condensateur en parallèle sont connectés avec une résistance élevée et une source de courant. Dans ces conditions, on trouve qu'un courant intermittent traverse la lampe, et l'auteur discute les conditions dont dépend la fréquence et la durée des émissions de lumière qui en résultent.

L. Brüninghaus.

Une lampe à vapeur de sodium-potassium. — **Newman (F.-H.)** [*Phil. Mag.* 44 (1922), 944-948]. — La lampe est en quartz, les sphères A et B ont 3 cm de diamètre et sont réunies par un tube de 15 mm de long et 5 mm de diamètre. Les électrodes sont des tiges de fer de 4 mm de diamètre fixées à la cire. Tant que le courant reste inférieur à 2,5 ampères la cire ne se ramollit pas et la lampe peut marcher pendant des heures, sans qu'il y ait jamais brunissement de la silice.



On emploie un alliage liquide de 2 parties de sodium et une partie de potassium, qui a la propriété de dissoudre en marche tous les gaz et spécialement l'azote et l'hydrogène. La lampe s'allume comme une lampe à mercure ordinaire et peut fonctionner sous une tension de 30 volts jusqu'à 200 volts.

A la cathode les raies du potassium sont très faibles, les raies subordonnées du Na très fortes.

En C, la radiation est très intense.

A l'anode enfin, les raies du potassium ont le maximum d'éclat.

Conformément à la théorie de Bohr, on voit apparaître d'abord le doublet 7 699-7 665 du potassium, puis les raies D du sodium et enfin les séries subordonnées, l'augmentation de la densité de courant accroit l'intensité des raies subordonnées. — A. Foch.

Nouvelle lampe à arc au tungstène. — [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, 17 (1922), 210]. — Une décharge par arc se produit entre deux petites sphères de tungstène, dans une atmosphère constituée par un gaz rare. Une électrode auxiliaire permet l'allumage. La distance entre les sphères et la paroi de verre n'est que 2 à 2,5 cm. La lampe peut fonctionner sur circuit alternatif à 220 volts. — Ed. Salles.

Régulateur automatique de potentiel pour décharges dans le vide. — **Rüttenauer (A.)** [*Zeits. f. Techn. Phys.*, 2 (1921), 71-73]. — Pour régler la tension aux bornes d'une machine statique, on fait agir cette tension sur un électroscope dont la feuille, en se déplaçant, provoque l'ouverture ou la fermeture d'un circuit d'électro-aimant ; ce circuit règle l'ouverture du conduit de communication reliant le tube à décharge à une pompe à vide : la tension aux bornes de la ma-

chine se trouve ainsi réglée par la pression existant dans le tube à décharge, laquelle dépend de la vitesse de la pompe et du degré d'ouverture du conduit.

A. Foch.

Régulateur automatique de courant pour les tubes de Röntgen métalliques. — Küstner (H.) [*Zeits. f. Techn. Phys.*, (1922), 274-276]. — L'émission de gaz d'un tube de Röntgen métallique, et son irrégularité, imposent une surveillance ininterrompue de la dureté du tube et de la régulation de la pompe. Le but de cet article est de décrire un dispositif automatique de régulation.

Pour conduire un tel régulateur, on peut utiliser la tension, comme l'a fait Rüttenauer pour ses recherches sur les rayons canaux. Mais, quand celle-ci atteint 100 kV et plus, on se heurte à des difficultés provenant de l'isolement et de la production d'effluves dans les parties à haute tension. Il est alors beaucoup plus simple d'utiliser l'intensité du courant pour la régulation. Cela convient particulièrement pour les tubes métalliques de Röntgen, dans lesquels, à cause de la nécessité de refroidir l'anticathode par une circulation d'eau, le pôle positif de la source doit être mis à la terre.

Le principe du montage consiste à intercaler un milliampèremètre entre le pôle positif de la source à haute tension et la terre. Si le tube devient trop mou, l'aiguille du milliampèremètre ferme un contact qui actionne la pompe par l'intermédiaire d'un relai ; quand la dureté du tube a atteint de nouveau le degré voulu, le courant diminue et l'aiguille dévie moins, ce qui ramène la pompe au repos automatiquement.

Il peut y avoir des ratés, du fait que le couple moteur de l'aiguille du milliampèremètre est trop faible pour assurer en toutes circonstances la fermeture et l'ouverture du contact. Pour tourner cette difficulté, l'auteur s'est servi d'un principe que la maison Siemens et Halske utilise pour l'enregistrement dans les instruments de mesure de précision.

L'auteur donne un schéma et une explication du fontionnement de son appareil. L'installation de l'appareil demande de 5 à 10 minutes. Aucun réglage n'a dû être repris au cours de longs essais. Avec 7 mA et et 100 kV, on a observé des chutes de tension d'environ 1,5 p 100 le dimanche matin, moment auquel la tension du réseau urbain est la plus constante. — L. Vaslot.

Oscillographe à rayons cathodiques à basse tension. — [*Journ. Opt. Soc. Amer.*, 6 (1922)]. — La Telephon and Telegraph C° vient de faire construire un nouvel oscillographe du type tube de Braun. Mais ici, le courant électronique, au lieu d'être produit par une décharge à haute tension à travers les gaz résiduels (10 000 à 50 000 volts), est obtenu au moyen d'une cathode de Wehnelt et d'une source de potentiel de 300 à 400 volts.

L'appareil est enfermé dans une ampoule de verre dont le fond comprend un écran fluorescent.

On peut produire deux déviations à angle droit du faisceau cathodique (déviation électrique et magnétique) :

1° au moyen de deux condensateurs disposés à l'intérieur,

2° au moyen de deux bobines disposées à l'extérieur.

La cathode est un ruban de platine recouvert d'oxyde, de la même manière que les filaments des tubes audions.

Le tube contient une petite quantité de gaz. Ce gaz, légèrement ionisé, sert à prévenir l'accumulation de charges sur le verre. Il aide à la décharge de l'écran

fluorescent. Mais il pourrait faire naître un arc entre la cathode et l'anode. Pour l'éviter, celles-ci sont très petites et sont placées dans un tube de verre court et étroit de manière que le volume entre les électrodes soit si petit qu'à cette basse pression il n'y ait pas l'espace suffisant pour que l'ionisation se produise et produise l'arc (il suffit que la distance des électrodes soit inférieure au libre parcours moyen des molécules).

La sensibilité du tube est telle que 1 mm de déviation est produit soit par un volt appliqué aux condensateurs, soit par un ampère-tour appliqué aux bobines.

L'écran est formé d'une quantité égale de tungstate de calcium et de silicate de zinc. Ce mélange est préférable à l'emploi des composants seuls. L'éclat de la tache est supérieur à la moitié de celle obtenue par le silicate de zinc. et son activité photographique est supérieure à la moitié de celle du tungstate.

Cet appareil est utilisé pour l'étude comparative des intensités d'émission de radiotélégraphie, l'étude comparative des amplificateurs et de tous les systèmes oscillants. En particulier, il permet de déterminer la courbe d'hystérésis d'un échantillon de fer : pour cela, le solénoïde produisant le champ magnétisant aura ses deux extrémités réunies aux deux armatures du condensateur qui produit la déviation électrostatique du faisceau cathodique. Le champ magnétique produit par le fer lui-même sera appliqué d'autre part directement à ce même faisceau, mais de façon à le faire dévier dans un sens perpendiculaire au précédent. En employant un courant alternatif et avec une exposition d'une vingtaine de secondes, en aura la courbe d'hystérésis.

L'oscillographe permet enfin d'étudier l'effet de la modulation dans toutes les questions de radiotélégraphie (radiotéléphonie, télémécanique, etc...). Les variations de tension qui produisent la modulation et qui sont appliquées ordinairement à la grille de la lampe modulatrice seront appliquées à un des condensateurs. L'intensité de l'émission sera d'autre part appliquée au plateau donnant la déviation dans un sens perpendiculaire. On aura donc en abscisses l'amplitude de la modulation et en ordonnées l'amplitude de l'émission. On saura donc exactement dans quelle mesure la modulation modifie l'émission, et l'on aura une image précise du phénomène. — F. Canac.

Constantes naturelles et constantes techniques des verres. — **Zschimmer** (E.) [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 194-201]. — Conférence. — P. Job.

A propos de l'histoire du verre d'optique. — **Zschokke** (W.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 208-214]. — A. Foch.

Sur la fabrication du verre d'optique. — **Peddle** (C.-J.) [*Trans. Opt. Soc.*, 23 (1921-1922), 103-130]. — L'auteur donne d'abord l'historique de la fabrication du verre d'optique, du xviii[e] siècle à nos jours, ensuite, l'énoncé des conditions que doit remplir le produit obtenu et l'exposé assez détaillé des divers temps de la fabrication.

Finalement, l'auteur étudie longuement les problèmes scientifiques qui se rencontrent au cours de la fabrication du verre d'optique. Il discute en particulier l'influence de la composition sur la densité, l'indice de réfraction, la durée et la tendance à la dévitrification. Les résultats sont donnés sous forme de séries de courbes.

L'article se termine par une bibliographie récente et assez importante de la question. — Mg. J. Rivière.

Verre de silice ou quartz fondu. — **Thomson (E.)** [*Gen. Electr. Rev.*, 26 (1923), 68-75]. — Le faible coefficient de dilatation du quartz fondu et la moindre élévation de température qu'il présente au polissage lors du travail des surfaces optiques, rendent pratiquement négligeables les tensions qui en résultent. On peut donc le travailler dans des conditions qui détruiraient toute définition optique dans le cas du verre et il est même possible d'utiliser pour le polissage le carborundum, qui entraîne avec le verre des ruptures si le travail n'est pas conduit très lentement.

Les usines de la General Electric C° ont pu obtenir des blocs de matière à transparence optique de 800 à 1 600 cm³ dont on a pu tirer des prismes et des lentilles ainsi que des miroirs de télescope de 28 cm de diamètre. L'indice de réfraction est égal à $n_D = 1,46$.

La transparence présentée par le quartz pour les rayons ultraviolets et calorifiques permet d'utiliser pour des applications médicales locales des baguettes pleines que le rayonnement suit par une série de réflexions internes s'échappant ensuite par l'extrémité libre. L'auteur termine par des considérations sur d'autres applications possibles notamment comme isolant électrotechnique. — R. Fric.

La structure des surfaces de verre travaillées. — **Brüninghaus (L.).** [*Rev. Scient.*, 60 (1922), 370-375]. — L'auteur étudie d'abord le mécanisme du rayage du verre. Si l'on promène une pointe mousse en acier à la surface du verre, tout en exerçant une pression suffisante, il y aura formation d'un trait de structure bien déterminée. Ce trait consiste en un double système de fissures en forme d'arcs de cercles : 1° une série de fissures normales à la direction du trait, la convexité de l'arc étant dirigée du côté d'où vient la pointe ; 2° des fissures de direction moyenne parallèle à l'axe du trait.

La structure d'un trait de diamant sur le verre comporte trois systèmes de fissures longitudinales : une fissure médiane, profonde, presque verticale, par laquelle se produit précisément la séparation de la pièce ; deux systèmes de fissures latérales, orientées parallèlement à la surface et très voisines de celle-ci.

Lors du dégrossissage de la surface de verre, les grains d'abrasif produisent des rayures de l'un ou l'autre des deux types précédents, suivant la dureté de l'émeri. Lorsque plusieurs grains ont passé successivement en un même point de la surface de verre, les fissures résultantes s'enchevêtrent de telle sorte que des éclats peuvent commencer à se détacher ; mais ces éclats n'intéressent toujours que la partie supérieure du complexe des fissures ; celles-ci se prolongent bien au-dessous de la surface proprement dite.

Au début du polissage, on retrouve le même mécanisme que lors du dégrossissage, mais les grains de rouge, très fins, produisent des fissures de dimensions ultramicroscopiques ou presque. Lorsque toute la surface est couverte de fissures se coupant dans toutes les directions, on passe au polissage à sec ; dans ces conditions, l'effort nécessaire pour mouvoir le polissoir devient considérable et tout le complexe de fissures est arraché par la base. En même temps, comme l'a montré Beilby, la nouvelle surface acquiert, pendant un instant, une mobilité comparable à celle des liquides et les molécules s'orientent, sous l'action de la tension superficielle, en nivelant les creux et les saillies. L'épaisseur de cette couche superficielle différenciée semble être de l'ordre de 0,1 longueur d'onde.

L'examen microscopique d'une surface de verre polie ne révèle en général aucune dénivellation visible. Si cependant la même surface est attaquée à l'acide fluorhydrique faible et éclairée latéralement, on verra sous le microscope un en-

chevêtrement de rayures extrêmement fines qui donne une indication des fissures persistant après le polissage. — Mg. J. Rivière.

Note sur les stries en couches, semblables à des films minces, dans les verres d'optique. — Dodd (L.-E.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 270-271]. — Malgré la grande similitude de composition, ces couches sont nettement définies à l'intérieur du verre ; elles jouissent d'une forte cohésion mécanique. L'auteur se demande ce qu'elles sont. — M. Courtines.

La classification des instruments d'optique. — Smith (T.) [*Chem. News*, **124** (1922), 367]. — L. Brüninghaus.

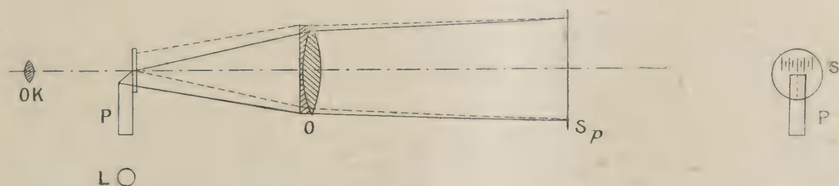
La classification des instruments d'optique. — Smith (T.) [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-22), 323-327]. — Si l'on désigne par x la distance du sommet de la première surface d'un système optique à un point objet de l'axe ; par x', la distance du sommet de la dernière surface au point image conjugué, la relation entre point-objet et point-image peut s'exprimer par la formule

$$Axx' - Bx' - Cx + D = 0$$

dont les coefficients satisfont à l'identité $BC - AD = 1$.

L'auteur propose de ne plus diviser les systèmes optiques en deux classes d'après le signe de leur puissance ou, ce qui revient au même, de leur coefficient A, mais de considérer autant de classes qu'on peut en former en groupant ensemble celles des quatre constantes de Gauss qui ont le même signe, ou ce qui revient au même les positions relatives du foyer image F, du sommet V de la face arrière et de l'image U que donne le système du sommet de la face avant. On a ainsi cinq classes distinctes si l'on exclut les combinaisons pour lesquelles $BC - AD$ serait négatif et si l'on remarque que les groupes [AB] [CD] et [AC] [BD] correspondent à des positions relatives identiques, mais disposées en sens inverse, des points V, U et F. — F. Croze.

La lunette à autocollimation pour la lecture d'un instrument. — Gehlhoff (G) [*Zeits. f. Techn. Phys.* **00** (1922), 225-228]. — Description d'un instrument établi avant la guerre par la maison Gœrz et dont la construction avait été retardée. Le principe de cet instrument est le suivant :



Une lame de verre transparente est placée dans le plan focal d'un objectif O. Cette lame porte une échelle gravée dont les traits sont distants de 0,15 mm. On observe avec l'oculaire O K. Un trait fin servant de repère est gravé sous l'échelle sur le prisme P éclairé par une petite ampoule L à 2 volts. La lumière venant du prisme est réfléchie par le miroir plan Sp et reçue dans l'oculaire O K (fig. 1).

Le déplacement de l'index, mesuré en divisions de l'échelle, est indépendant

de la distance entre la lunette et le miroir. Le réglage de l'appareil une fois effectué se conserve donc. Avec des divisions de 0,15 mm, une focale de 300 mm, on peut obtenir une précision comprise entre 0,1 et 0,05 minutes d'arc, précision qui exigerait, avec le système ordinaire, d'éloigner l'échelle de 2 à 4 mètres.

Les détails de l'instrument sont donnés et on fait ressortir ses avantages.

L. Vaslot.

Optimètre de Zeiss. —[*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 56]. — Appareil comprenant essentiellement un palpeur, cylindre glissant à frottement doux dans une monture et dont une extrémité vient en contact avec un des bouts de la pièce à mesurer; le déplacement du palpeur entraîne la rotation d'un miroir, laquelle à son tour provoque le déplacement d'un spot sur une échelle divisée. L'appareil permettrait de mesurer 0,5 μ sans précaution, 0,2 μ avec quelque soin. — A. Foch.

Optimètre de Zeiss ou levier de Fennel. — [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 283-284]. — Antérieurement à l'optimètre de Zeiss décrit ci-dessus, la maison Fennel avait construit un appareil comportant essentiellement une lunette autocollimatrice reliée à l'axe d'un levier. Ce levier portait le miroir sur lequel s'effectuait la réflexion des rayons lumineux issus de la lunette autocollimatrice. Toute rotation du miroir se traduisait donc par un déplacement de l'image d'autocollimation ; il suffisait donc de se servir du levier comme organe contacteur pour mettre en évidence de très petits déplacements. — A. Foch.

La canne de nivellement. — **Werkmeister** (P.) [*Zeits. f. Inst.*, **41** (1921), 356-358]. — L'instrument est une canne portant à sa partie inférieure un niveau à bulle, à sa partie supérieure un prisme à réflexion et entre les deux un repère. La tige en bois est munie à son extrémité inférieure d'une pointe en acier, ce qui permet de poser ou de piquer la canne dans le sol. Un trait rouge dirigé vers l'axe de la canne est tracé sur le niveau.

L'observateur centre la bulle et déplace l'œil derrière le prisme de manière à apercevoir dans la direction horizontale par suite des réflexions le repère couvrant le trait rouge. La ligne de visée est ainsi définie.

L'appareil permet de rechercher les points situés à une même hauteur ou de déterminer les hauteurs elles-mêmes. Le prisme peut être vissé sur la face supérieure de la canne et l'appareil peut ainsi permettre de réaliser des angles droits dans le plan horizontal. — J. Cojan.

Télémètre Barr et Stroud de cent pieds de base formant un tout, destiné à l'artillerie. — **French** (J. W.) [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 175-187]. — Ed. Salles.

Le Stéréotopomètre. — **Prédhumeau** [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **9** (1922), 92-106]. — Ce dispositif, particulièrement utile pour les travaux publics, permet de relever sur le terrain deux photographies stéréoscopiques, et de les transformer en plans cotés en surfaces de niveaux tracées d'un trait continu, et à l'échelle voulue.

Le système de prises de vue est constitué par un petit théodolite portant un appareil photographique 7 cm × 13 cm à deux objectifs dont les axes sont horizontaux et parallèles, distants de 65 mm. On débouche celui de droite à l'extrême droite de la base, celui de gauche à l'extrême gauche, les photographies sont ainsi équivalentes à celles qui auraient été tirées, les deux objectifs ouverts ensemble,

sur une réduction du terrain exécutée dans la proportion de 65 mm à la longueur de la base.

Le principe de la restitution consiste à faire parcourir, aux rayons lumineux partant d'un index mobile dans l'espace, le même chemin que les rayons qui ont impressionné la plaque. On utilise dans ce but le même appareil, la plaque étant dans la même position. L'observateur regarde à travers un stéréoscope mobile les deux images de l'index obtenues à travers les deux objectifs. Quand cet index se déplace il a l'impression de voir un objet se poser sur un point du terrain réduit et rapproché, lorsque les rayons, issus de l'index et dirigés vers les objectifs, suivent le même chemin que les rayons qui ont rencontré la plaque aux points images du point considéré. L'index est fixé sur une tige verticale dont l'extrémité porte un crayon commandé par un pantographe.

Un deuxième appareil stéréoscopique, semblable au premier, enregistre, si on le veut, les mouvements d'un point lumineux fixé à l'index. Pour une précision égale, ce dispositif serait considérablement moins cher que celui de von Orel.

Ed. Salles.

Appareil pour photographie simple ou stéréoscopique d objets de petites dimensions. — **Guérin** (**E.**) [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **10** (1923), 197-202]. — Description d'un appareil permettant d'obtenir, pour un œil ou pour les deux yeux une photographie simple et une photographie stéréoscopique, et devant servir aux travaux usuels de photographie. Les images devaient se projeter à l'amphithéâtre, et la distance minima du sujet à l'appareil était comprise entre 40 et 50 cm.

L'objectif choisi est l'Eurygraphe $F:6$ ($F = 135$ mm, de Lacour-Berthiot). Les axes optiques sont parallèles, avec possibilité de réduire l'écartement primitif des objectifs. L'appareil est constitué par une série de caissons rigides, susceptibles d'être ajoutés les uns aux autres, et de recevoir le verre dépoli ou le châssis. La première tranche comprend le caisson portant l'obturateur et l'optique, avec une boîte coulissante (la seule) qui permet les mises au point de l'infini à 0,67 (échelle 1/4). Deux caissons réunis à l'appareil portent le tirage à 50 cm (échelle 1/1), le dernier caisson enlevé étant remplacé et ajouté au corps de l'appareil, on réalise le tirage de 27 cm (échelle 1/10 à 1/20) avec lentille postérieure seule. L'appareil sans les caissons permet d'aborder les usages les plus variés de la photographie. L'écartement des objectifs peut varier de 75 mm à 50 mm.

Ed. Salles.

Le stéréoplanigraphe de la maison Carl Zeiss d'Iéna. — **Grüber** (**O. von**) [*Zeits. f. Inst.*, **43** (1923), 1-16]. — On trouvera dans cet article une description complète de l'appareil; un article ultérieur donnera le réglage et le mode d'emploi.

Le stéréoplanigraphe est un appareil de géodésie destiné à construire les carte d'après deux images prises de deux points différents; il permet de construire la carte point par point, en cherchant, d'après leur direction dans l'espace donnée par les photographies, l'intersection des droites qui joignent le point cherché aux deux points fixes. Les constructions ne comportent aucun tracé graphique, les droites étant représentées dans l'appareil par des rayons lumineux; on peut utiliser des photographies prises de deux points quelconques, même si elles ne donnent pas à l'œil l'effet stéréoscopique; les clichés peuvent être pris sous n'importe quelle inclinaison, et l'on peut en particulier utiliser des photographies aériennes.

L'appareil peut être considéré, soit comme un double perspectographe permet-

tant de dessiner, à l'aide de deux perspectives centrales, la projection orthogonale de l'objet, soit comme un double microscope permettant de mesurer les deux images, les repères de mesure étant disposés de telle sorte qu'ils donnent immédiatement la position du point considéré dans l'espace, soit enfin comme une double lunette permettant de reproduire mécaniquement la visée de deux points fixes, faite à partir du point inconnu, et rapportée à une direction connue ; dans cette dernière conception, les repères de mesure donnent les coordonnées dans l'espace du nouveau point par rapport aux points fixes, soit qu'on les lise sur des règles divisées, soit qu'on les obtienne graphiquement. — G. Bruhat.

Géoscope système C. A. F. — [*Rev. Opt.*, **2** (1923), 60-61]. — Le Géoscope, appareil présenté par M. Lenouvel, permet l'examen commode du sol survolé en avion. L'image aérienne et droite se présente dans le voisinage des instruments de bord, grâce à deux miroirs qui renvoient les rayons dans la direction convenable.

La pupille d'entrée est très réduite : le trou à pratiquer dans le plancher de l'avion a 50 mm de diamètre seulement. La pupille de sortie est de grand diamètre (95 mm) ce qui permet l'observation par les deux yeux simultanément ou par un œil seulement si on déplace la tête latéralement. Le champ de l'appareil est de 60°.

F. Cojan.

Le sextant à horizon artificiel de Schwarzschild. — **Chrétien (H.)** [*Rev. Opt.*, **1** (1922), 232-235]. — Description d'un sextant dans lequel l'horizon est figuré par une bulle dont les déplacements sont égaux à ceux de l'astre observé. Un collimateur coudé permet de viser simultanément dans la lunette l'horizon artificiel et l'astre observé. En prenant le rayon de courbure du niveau égal à la longueur focale du collimateur, la coïncidence des images de la bulle et de l'astre persiste, malgré les mouvements (lents) de l'instrument dans le plan vertical.

Mg. J. Rivière.

Remarque nouvelle sur le théodolite tachéométrique de Hammer-Fennel. — **Hammer (E.)** [*Zeits. f. Inst.*, **43** (1923), 50-53].

A. Foch.

Le théodolite enregistreur de Bamberg. — **Fuss (H.)** [*Zeits. f. Inst.*, **41** (1921), 281-289]. — Description d'un théodolite ordinaire, auquel est adjoint un appareil photographiant sur pellicule le vernier et la portion correspondante de graduation. On évite ainsi les erreurs et les pertes de temps entraînées par les lectures sur le terrain. — A. Foch.

Sur la grandeur de l'obliquité du limbe par rapport à l'axe de rotation d'un théodolite de 12 cm. — **Lüdemann (K.)** [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 243-245]. — L'obliquité, déterminée par des mesures espacées de $\pi/8$ sur tout le pourtour du limbe, a été trouvée de 7'',0 en moyenne, les nombres extrêmes ayant été 1,0 ($\pm$ 0,2) et 12,6 ($\pm$ 0,4).

Cette obliquité est sans importance pratique. Sa réduction, théoriquement possible, coûterait extrêmement cher, et rendait l'instrument difficilement utilisable pour le praticien. — A. Foch.

Phacomètre à oscillations. — **Dévé (Ch.)** [*Rev. Opt.*, **2** (1923), 85-106]. — Cet instrument sert principalement à mesurer les courbures des surfaces optiques et leurs distances focales. Il est basé sur les principes suivants :

Quand une surface sphérique réfléchissante oscille autour de son centre les

images qu'elle produit sont immobiles. Quand on amène le sommet d'une surface exactement sur l'axe d'oscillation, de fines poussières restent immobiles pendant l'oscillation. D'où la possibilité de mesurer avec précision le rayon de courbure.

Quand on fait osciller autour du foyer d'un objectif le système objectif, miroir plan, un point lumineux placé au foyer donne par autocollimation une image fixe pendant l'oscillation. D'où la mesure des distances focales.

Quand on fait osciller autour du point nodal postérieur un objectif au dessous duquel est placé un miroir plan fixe, un point lumineux placé au foyer donne par autocollimation une image fixe pendant l'oscillation. D'où un moyen de déterminer la position des points nodaux. — J. Cojan.

Microscope monoculaire redresseur. — [*Rev. Opt.*, **1** (1922), 250-251]. — L'appareil, présenté par MM. Stiassnie frères, comprend un objectif achromatique de 48 mm de distance focale, un système redresseur à prismes et un oculaire de Huyghens. Distance frontale 60 mm. Grossissement en diamètre, 16 à 34 suivant l'oculaire employé. Cet instrument peut recevoir de très nombreuses applications scientifiques et industrielles. — Mg. J. Rivière.

Applications industrielles du microscope. — **Lowndes (A.-G.)** [*Nat.*, **111** (1923), 358-359]. — Cette note donne quelques exemples d'identification de substances industrielles, par l'emploi du microscope. — L. Brüninghaus.

Appareils d'optique utilisés en ophtalmologie. — [*Rev. d'Opt.*, **1**, (1922) 121-126]. — Une commission de la Société d'Ophtalmologie de Paris a été chargée d'étudier les instruments d'ophtalmologie actuellement en usage et la meilleure forme à leur donner pour qu'ils satisfassent aux conditions requises. Elle souligne l'intérêt qu'il y aurait à adopter un type uniforme pour chaque appareil, afin de rendre possible la construction par séries importantes.

Des desiderata précis ont déjà été émis par la commission au sujet des instruments suivants :

Ophtalmoscope simple, ophtalmoscope à réfraction, ophtalmoscope électrique monoculaire à main de Gullstrand, loupe ophtalmoscopique, lampe ophtalmoscopique, ophtalmomètre de Javal et Schiötz, règle à skiascopie, boîte d'essais, lunettes d'essais, optotypes, cadran pour astigmatisme, optomètre-photomètrique, ou optotypes à éclairage variable, stéréoscope à convergence variable, diploscope de Rémy, loupe binoculaire de Berger, microscope cornéen de Czapski, double prisme tournant de Herschel, ophtalmostatomètre universel, miroir de Clar, ophtalmo-dynamomètre de Landolt, sphéro-cylindromètre, laines de Holmgren, planches de couleurs de confusion, ophtalmotrope de Landolt, œil schématique de Landolt, appareil pour mesurer la distance entre la cornée et le verre correcteur (kératomètre de Weseley), épiscotistère de Broca, négatoscope à éclairage réglable, tableau schématique pour l'enseignement de l'ophtalmologie.

La commission a réservé pour un examen ultérieur, les appareils suivants, encore à l'étude, ou en voie de construction :

Photophore, dispositif pour éclairage diascléral, diaphanoscope par voie buccale, appareil de projection, ophtalmophacomètre, colorbox, ophtalmoscope localisateur, règles optométriques, appareil pour diplopie, pupillomètre en fonction d'éclairage, objectif hyperchromatique, dispositif pour la photographie du fond de l'œil. — Mg. J. Rivière.

Du problème de l'éclairage en tant qu'auxiliaire de la navigation aérienne. — **Blandy (L.-F.)** [*Illum. Eng.*, **15** (1922), 42-63]. — 1° Appareils d'éclairage portés par les avions ou les dirigeables. En particulier, étude des feux

éclairants conformes aux règlements de la Convention Internationale de la Navigation Aérienne. Discussion relative à la supériorité des fusées éclairantes ou des lampes électriques puissantes, fixées sous la carlingue, en cas d'atterrissage de nuit, en dehors d'un aérodrome ; les lampes électriques semblent présenter de réels avantages.

2° Eclairage des aérodromes. Les problèmes que l'on a à résoudre sont : l'éclairage des obstacles se trouvant au voisinage des points d'atterrissage ; éclairage du sol en ces points (en évitant l'emploi de sources lumineuses trop aveuglantes pour les pilotes) ; enfin l'établissement de signaux lumineux fixes destinés à montrer la direction du vent, le sens de circulation, etc.

3° Jalonnement lumineux des routes aériennes. Quelques détails sur les phares, leur fonctionnement, leur portée, les courbes de répartition de l'intensité lumineuse dans l'espace. — Mg. J. Rivière.

Amélioration au rendement lumineux dans les appareils de projection fixe et animée utilisant les lampes à arcs ou à flammes. — Lenouvel (L.) [*Rev. Opt.*, 1 (1922), 430-435]. — Etude des appareils de projection courants, du type lanterne magique, au point de vue de l'uniformité d'éclairement de l'écran et du rendement lumineux de l'appareil. S'applique, entre autres, aux appareils de projection cinématographique. Les diaphragmes exigés par la condition d'éclairement uniforme ont pour conséquence de diminuer fortement le rendement. L'auteur remédie à cet inconvénient par l'emploi d'un objectif intermédiaire, placé entre le condenseur et le film ; la première lentille de cet objectif auxiliaire donne une image du condenseur qui coïncide avec le film, d'où éclairement uniforme de ce dernier, et la deuxième lentille donne une image de la source qui se trouve sur l'objectif. — Mg. J. Rivière.

Sur une méthode d'essai de projecteurs cinématographiques. — Rumpff [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, 9 (1922), 38-43]. — L'auteur s'occupe du rendement mécanique, du mécanisme de transport, et détermine l'amplitude des vibrations afin de voir si elles peuvent nuire à la netteté de l'image. — Ed. Salles.

Appareil pour la dissociation rapide des images dans la cinématographie par étincelle électrique. — Bull (L.) [*C. R.*, 174 (1922), 1 059]. — L'emploi de l'étincelle électrique pour la cinématographie des mouvements rapides a permis d'obtenir des cinématogrammes allant jusqu'à une fréquence de 92 000 images par seconde. La difficulté est de dissocier les images sur la surface sensible chargée de les recueillir. Celle-ci est généralement un film enroulé sur un cylindre qui tourne le plus rapidement possible, mais il est difficile de réaliser une vitesse de rotation suffisante. Dans le dispositif décrit, le film est immobile et le train d'images est renvoyé sur la surface sensible par un prisme à réflexion totale tournant rapidement ; on peut communiquer au prisme, de faibles dimensions, une vitesse angulaire de rotation plus grande qu'au cylindre. — A. Blanc.

Sur le dispositif optique de la « loupe à temps ». — Burmester (L.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1920), 183-196]. — La « loupe à temps » est un appareil de prise de vues cinématographiques permettant de prendre jusqu'à 500 vues par seconde d'un objet en mouvement rapide ; la projection à la vitesse normale de 30 vues par seconde permet l'analyse du mouvement. Le dispositif optique comporte un tambour tournant, sur la périphérie duquel sont placés de petits miroirs formant un prisme régulier. Les rayons lumineux, issus de l'objet, passent à

travers un objectif après réflexion sur les miroirs et forment l'image actuelle de l'objet sur un film en mouvement. La rotation du tambour, en substituant un miroir à un autre, provoque un déplacement de l'image en sens inverse de la marche du film, ce qui permet d'obtenir un cliché négatif à chaque changement de miroir. Pour que ce cliché soit net, il suffit que le mouvement du film soit égal au mouvement de l'image qui lui parvient, ce qu'un système mécanique aisé à concevoir permet de réaliser. — A. Foch.

Appareil pelliculaire de photographie aérienne de grande capacité. — [*Rev. Opt.*, **2** (1923), 62-65]. — Appareil présenté par la Manufacture Française d'appareils photographiques Gallus.

Deux modèles parmi les types étudiés : le D I, semi-automatique, de 100 vues de 18×24 cm² et le D II, automatique, de 500 vues de 13×18 cm², attirent l'attention des opticiens par le principe absolument nouveau de l'obturateur employé. Donnant un rendement de 100 pour 100 dans l'utilisation du faisceau lumineux émis par l'objectif, cet obturateur assure la coïncidence mathématique de toute la surface émulsionnée de la pellicule avec le plan focal pendant l'insolation.

J. Cojan.

Un autostroboscope et une toupie colorée par incandescence. — **Hopwood (F.-L.)** [*Trans. Opt. Soc.*, 23 (1921-1922), 93-98]. — L'auteur décrit un nouveau phénomène optique que l'on observe en regardant des filaments incandescents animés de mouvements de rotation. Il étudie d'abord le phénomène objectif des images sombres stationnaires qui sont dues aux éclipses du fil incandescent par un fil froid adjacent ou par tout autre corps opaque; on peut ainsi réaliser un autostroboscope qui se prête à l'analyse du mouvement rotatoire.

Il décrit ensuite les expériences d'ordre subjectif utilisant une lampe électrique à incandescence comme toupie colorée et permettant en particulier de produire les effets colorés de post-image. — Mg. J. Rivière.

Photographie des vibrations très rapides. — **Trowbridge (A.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **194** (1922), 713-729]. — Description d'un appareil se prêtant à un enregistrement photographique aisé de mouvements vibratoires très rapide, et à la détermination des courtes durées. — L. Brüninghaus.

Sur un appareil permettant d'obtenir le synchronisme de la parole ou de la musique avec une projection cinématographique. — **Delacommune (Ch.)** [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **10** (1923), 188-191]. — *Le ciné-pupitre* permet de lier automatiquement au déroulement du film, celui à distance d'une longue bande de papier portant le texte explicatif, ou la ligne mélodique de la partition d'accompagnement. Une ligne du texte vient se substituer à la précédente, toutes les 3 secondes, ou toutes les seconde et demie, c'est-à-dire suivant le réglage, toutes les 25 ou 50 images du film. Ce mouvement est produit par un rouleau entraîneur dont les dents correspondent à des perforations ménagées sur les côtés de la bande texte, et par un électro-aimant actionnant un rochet et un cliquet. La ligne de texte se change, chaque fois que l'armature décrit son mouvement de va et vient. Pour que ce dernier mouvement puisse avoir lieu, un distributeur, monté sur l'arbre manivelle du projecteur cinématographique, envoie le courant dans l'électro-aimant au moment voulu. L'avancée du texte peut être modifiée par un réglage spécial. — Ed. Salles.

Verres photométriques. — [*Rev. Opt.*, 1 (1922), 252]. — Série de verres photométriques absorbants, présentés par le D[2] Tscherning, dont le n° 1 laisse passer 0,1 de la lumière incidente; le n° 2, 0,01 le n° 3, 0,001, et ainsi de suite. L'auteur propose le nom de Photométrie (Ph) pour l'étalon ; un verre de 1 Ph laissera donc passer 0,1 de la lumière.

Ces verres sont constitués par des feuilles de gélatine, colorées au moyen d'une couleur d'aniline et placées dans du baume du Canada entre deux plaques de verre. — Mg. J. Rivière.

Le spectrophotomètre stéréoscopique. — [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 56-57]. — Si, perpendiculairement à la direction du regard, on déplace sur un fond clair un bâton animé d'un mouvement rectiligne alternatif, et si on assombrit le champ d'un œil (au moyen d'un verre coloré par exemple), on constate que *le bâton semble tourner en cercle.* Ce phénomène tient, ainsi que l'ont constaté Pulfrich et Fertsch, à la variation du temps d'excitation de l'œil avec l'éclat du champ oculaire. Si donc on *admet, par définition*, que deux lumières iso ou hétérochromes ont un égal éclat, lorsque les différences de temps entre l'excitation et la sensation sont égales, on constatera l'égalité de deux sources lumineuses par la disparition de l'effet stéréoscopique précédent.

On peut ainsi comparer les éclats de deux régions du spectre, l'éclat d'une région du spectre avec l'éclat de la lumière non décomposée, etc. La nouvelle méthode semble aussi devoir offrir aux physiologistes et même aux techniciens un large champ de recherches. — A. Foch.

Sur un instrument pour l'observation subjective, la mesure et la représentation photographique de l'état de trouble (turbidographe et turbidomètre). — Scheffer (W.) [*Zeits. f. Phys*, 10 (1922), 207-208]. — Un système de deux lentilles forme sur un écran l'image d'une fente placée au foyer de la première lentille. En plaçant le milieu trouble entre les deux lentilles, on obtient sur l'écran un aspect caractéristique de son état. — G. Bruhat.

Sur une méthode permettant de reconnaîre les perles japonaises cultivées. — Galibourg (J.) et Ryziger (F.) [*C. R.*, 174 (1922), 1 012]. — On examine au microscope l'intérieur de la cavité qui existe toujours dans la perle; une goutte de mercure placée dans la cavité en réfléchit les parois, qu'on éclaire latéralement. — A. Blanc.

Sur un néphélémètre. — Chéneveau (C.) et Audubert (R.) [*Journ. de Phys.*, 2 (1921), 19-23].

L'installation pour réseau de la Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. — Gehrcke (E.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 277-280]. — Afin de tirer le meilleur parti d'un réseau de Rowland (110 000 traits; 6,5 m de rayon), la P. T. R. a fait installer le montage suivant :

Un rail circulaire de 6,5 m de diamètre, renforcé par deux diamètres rectangulaires, le tout en fers double T, sert de table d'expérience. Ce rail porte, par les 4 extrémités des diamètres de renforts, sur 4 doubles T verticaux de 2 m de hauteur : Il est fixé à l'un et repose sur les trois autres par des appuis à billes qui permettent la dilatation. Sur un des rayons de renfort comme diamètre, est établi

un nouveau cercle qu'on peut utiliser quand on veut se servir de lentilles avec le réseau.

L'avantage de ce montage est principalement son élévation qui soustrait les appareils sensibles à l'influence des courants d'air passant par les joints des portes et fenêtres. — A. Foch.

Sur la production des flammes colorées destinées à l'usage des spectromètres et des polarimètres. — Manley (J.-J.) [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 336-337]. — Description d'un dispositif très simple et pratique pour alimenter régulièrement une flamme en solution saline. — L. Brüninghaus.

La lumière monochromatique, sa production et son emploi en optique pratique. — Fabry (Ch.) [*Rev. Opt.*, **1** (1922), 413-429; 445-466]. — L'auteur rappelle d'abord certaines définitions relatives aux longueurs d'ondes, à la séparation des radiations monochromatiques, à la largeur d'une raie spectrale et au coefficient de finesse d'une radiation. Puis il passe en revue les divers modes de production industriels de la lumière monochromatique : flammes, gaz rendus lumineux par le courant électrique, lampe à vapeur de mercure, tubes à gaz raréfié, arcs entre tiges métalliques et enfin emploi d'écrans monochromatiques.

L'auteur examine ensuite les principales applications de la lumière monochromatique dans la technique de l'optique. Les interférences donnent un moyen très précis pour la vérification des surfaces, soit que l'on emploie les franges d'égale épaisseur (vérification *aux couleurs*) soit que l'on utilise les anneaux à l'infini. La méthode interférentielle permet aussi l'étude des aberrations des instruments d'optique (principe de la méthode de Twyman).

La lumière monochromatique facilite également l'étude des aberrations chromatiques. C'est ainsi que la méthode de Hartmann pour l'essai des objectifs comporte l'emploi successif de quatre ou cinq radiations monochromatiques réparties sur tout le spectre et permet de tracer très complètement les courbes d'aberration chromatique.

L'auteur traite enfin de la question de l'utilisation de la lumière monochromatique pour l'étude des indices de réfraction, de l'absorption, et du pouvoir rotatoire des corps. — Mg. J. Rivière.

Un monochromateur de grande luminosité et avec peu de lumière diffuse. — Van Cittert (P.-H.) [*Rev. Opt.*, **2** (1923), 57-59]. — En vue d'éliminer les rayons parasites de longueur d'onde quelconque qui, à défaut de précaution spéciale, se mêlent par diffusion à la lumière monochromatique désirée, l'auteur reprend l'idée du monochromateur double de Leiss.

L'appareil comprend deux monochromateurs identiques placés bout à bout. Le premier monochromateur donne de la fente S_1 une image spectrale située dans un plan F. Ce spectre, à cause de la symétrie de l'instrument, a comme image dans le second monochromateur la fente de sortie S_2 de l'appareil. Si l'on dispose dans le plan F une fente réglable ne laissant passer qu'une radiation donnée, cette radiation sera réfractée par le second monochromateur de manière à passer par S_2. Si le premier monochromateur laisse passer de la lumière diffuse, c'est-à-dire s'il passe par la fente réglable de la lumière autre que la radiation considérée, cette lumière ne passera pas par la fente S_2. Un simple déplacement de la fente réglable permet de faire varier la longueur d'onde de la lumière transmise.

J. Cojan.

La lumière ultraviolette, ses usages et possibilités. — Krueger (L.-C.) [*Gen. Electr. Rev.*, 25 (1922), 316-323]. — Article de vulgarisation.

L. Brüninghaus.

Progrès récents dans la production et les applications des rayons X. — Shearer (J.-S.) [*Journ. Frankl. Inst.*, 192 (1921), 585-598]. — Conférence de vulgarisation élevée, avec photographies intéressantes.

L'auteur rappelle les progrès apportés dans le rendement des tubes à rayons X par l'élévation de la tension et dans la possibilité de reproduire exactement les conditions données par l'invention du tube Coolidge.

Il rappelle brièvement la théorie de l'absorption des rayons X par la matière et sa variation avec le poids atomique des corps ; ce phénomène permet l'examen radiométallographique et la radiographie médicale.

Il indique leur application à la détermination des structures cristallines par la méthode de Laue et réciproquement la détermination de la longueur d'onde des rayons X par la diffraction dans les cristaux. — H. Weiss.

Efficacité du principe de diaphragme de Bucky. — Wilsey (R.-B.) [*Journ. Frankl. Inst.*, 193 (1922), 552-553]. — Diaphragme épais à fente étroite utilisé en radiographie, éliminant 80 à 90 pour 100 des pinceaux divergents, augmentant la définition des radiographies. Le perfectionnement réside dans l'utilisation d'une grille en « nid d'abeille » à parois minces et à mailles extrêmement fines. — C. Florisson.

Efficacité du diaphragme de Bucky. — Wilsey (R.-B.) [*Journ. Roentgen Soc.*, 18 (1922), 77-89]. — P. Job.

Nouveau laboratoire pour rayons X à Manchester. — [*Nat.*, 110 (1922), 753-754]. — Description d'une nouvelle installation à l'infirmerie royale de Manchester, munie des derniers perfectionnements. — L. Brüninghaus.

Une nouvelle application du spectrographe à rayons X. — Jaeckel (G.) [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 300-301]. — Ce bref article est l'annonce d'une communication plus étendue. Si l'on forme un spectre étroit suivant une génératrice d'un tambour tournant à la même vitesse que le contact tournant qui alimente un tube Röntgen, on obtient l'oscillographie du spectre. Bien entendu ce dispositif s'adapte à un spectrographe comme celui du Dr Seemann, qui fonctionne sur cristal fixe et imprime simultanément les longueurs d'onde. Il permet, par l'observation du front du spectre, l'oscillographie de la haute tension appliquée au tube.

M. Courtines.

Propriétés et usages des micas. — [*Journ. Inst. El. Eng.*, 60 (1922,) 339-342]. — Cet article contient un exposé des recherches effectuées par « The British Electrical and Allied industries research association » sur les différentes qualités de mica. Il contient une table de spécifications des micas selon leur provenance et leurs caractères généraux et donne des indications sur les services que l'on peut demander aux différentes espèces ; il indique les essais qui peuvent renseigner sur leurs qualités.

L'association continue ses recherches sur ce sujet. — Mesny.

Détermination optique des tensions internes dans les substances transparentes. — Kimball (A.-L.) [*Journ. Opt. Soc. Amer.*, 5 (1921), 279] (1). — Etude théorique de la question et description d'un appareil pour l'examen des

(1) D'après *Rev. Fr. Phot.*, *(suppl.)* 1 (1921).

échantillons en lumière polarisée circulairement ; nombreux schémas indiquant les résultats d'essais. — G. Hache.

Thermomètre portatif pour la mesure de la température du filament des ampoules électriques. — [*Electr.*, 88 (1922), 158]. – Cet appareil a été présenté à la dernière exposition de la Physical Society of London et de l'Optical Society. Il offre un aspect très compact et peut être porté à la main ; seule la batterie fait bloc à part. La caractéristique principale de cet appareil est que l'ampoule constitue un des bras du pont, équilibré pour une certaine température du filament, 700° C par exemple. Le zéro de l'échelle correspond donc à cette température et les déviations du galvanomètre sont fonction de la variation de température. Une résistance, en série avec le galvanomètre, est réglée de façon que l'une des extrémités de l'échelle soit atteinte pour la température maximum que l'on est susceptible de mesurer. Cet appareil permet d'étendre la limite inférieure des températures mesurables, il suffit de changer la polarité de la batterie. Cet artifice a permis de réduire l'échelle à une longueur d'environ 15 cm. — C. L.

La mesure des températures intraveineuses. — **Clark** (**H.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 527]. — Un thermocouple cuivre-constantan est scellé à l'intérieur d'un tube d'acier, dont le diamètre est assez petit pour lui permettre de passer librement à travers une aiguille hypodermique. Il peut ainsi être placé à l'intérieur d'un vaisseau sanguin, l'écoulement de sang entre le cylindre et l'aiguille indiquant que le vaisseau a bien été rencontré. Les températures sont lues par une méthode de déviation galvanométrique. La deuxième soudure est maintenue à la température de 37 ± 0,001°C au moyen d'un thermostat électrique, perfectionné. Des expériences sur les animaux montrent que la température du sang reste constante à peut être moins de 0,01°C, dans un intervalle de temps considérable. Des expériences cliniques vont être bientôt entreprises dans le but de déterminer le degré d'importance qui doit être attaché à de telles mesures. — L. Brüninghaus.

Les appareils de laboratoire pour le chauffage aux hautes températures. — **Garvin** (**M.**) et **Chaudron** (**G.**) [*Chim. et Ind.*, **9** (1923), 647-650]. — Description succincte des fours électriques ayant permis jusqu'ici de chauffer au-dessus de 1 500° C. Présentation plus détaillée du four construit par les auteurs : c'est un four à spirale de tungtène chauffant dans le vide. Il est d'un maniement pratitique, fonctionne sous 100 volts aux bornes, et dépense 1 kilowatt pour chauffer à 2 000°C un creuset à peu près de la taille du doigt. — H. Weiss.

Appareil de chauffage à résistance pour haute température permettant d'exercer en même temps une pression mécanique. — **Sauerwald** (**F.**) [*Zeits. f. Elektroch.*, **28** (1922), 181-183]. — Le corps à chauffer, sous forme de bâton de 0,16 à 0,36 cm² de section et d'une largeur de 6 ou 11 cm, sert lui-même de résistance chauffante. — P. Job.

Radiateurs électriques à réflecteurs. — **Schneider** [*El. Techn. Zeits.*, **43** (1922), 988-989]. — Ces appareils doivent être établis de sorte que les rayons calorifiques réfléchis, sans être trop éparpillés, ne passent pas par un foyer. Aucune idée nouvelle. — F. Wolfers.

Recherches aux températures élevées. — **Northrup** (**E.-F.**) [*Journ. Frankl. Inst.*, **195** (1923), 665-686]. — Les lois de la physique actuelle n'expriment les résultats d'expériences que dans un domaine compris entre les températures de

quelques degrés absolus et 1 500° environ. Un très grand nombre de faits nouveaux, intéressant la chimie et la physique, restent à découvrir par des recherches effectuées aux températures supérieures à 1 500°.

Le seul moyen pratique d'obtenir ces températures extrêmes sans altérer les corps étudiés par la présence de corps étrangers, comme le carbone, est actuellement le four électrique à haute fréquence, puisque grâce à lui il est possible d'échauffer un produit en vase clos, dans le vide s'il le faut, sans aucun conducteur électrique pour amener le courant dans la zone chaude.

L'auteur engage fortement les chercheurs de la génération actuelle à se lancer dans cette voie, qui sera féconde en résultats théoriques et aussi en résultats industriellement applicables (par exemple la découverte d'un alliage extrêmement perméable au point de vue magnétique, le Permalloy, n'a été possible que grâce au four à haute fréquence). — R. Dubois.

Thermostats à enceintes multiples. — **Tian (A.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 453]. — Description d'un thermostat perfectionné, à enceintes multiples, ne nécessitant aucune agitation, et où la température est facilement maintenue constante à 0,01°C près. — A. Blanc.

Nouveau thermostat réglable pour les températures comprises entre 0 et 100°C. — **Lewis (S.-J.) et Wood (F.-M.)** [*Trans. Faraday Soc.*, **17** (1922), 696-703]. — Description d'un appareil étudié dans le but suivant : maintenir une quinzaine de ballons de 250 cm³ à une certaine température, déterminée à 0,01°C près, pendant environ 6 heures, puis répéter l'opération de degré en degré, dans un intervalle allant de 0° à 100°C. — R. de Mallemann.

Un calorimètre à gaz enregistreur et intégrant. — **Thomas (J.-S.-G.)** [*Nat.*, **110** (1922), 251-253]. — Description, d'ailleurs fort peu claire, faute d'un nombre suffisant de figures, d'un calorimètre industriel, construit spécialement pour la mesure du pouvoir calorifique du gaz d'éclairage. — L. Brüninghaus.

Méthodes et appareils utilisés au laboratoire cryogénique. — XVIII. — Perfectionnement d'un cryostat à vapeur d'hydrogène pour les températures allant de — 217° à — 253°C. — **Kamerlingh Onnes (H.) et Crommelin (C.-A.)** [*Proc. Amst.*, 23 (1922), 1 185-1 191]. — Le cryostat comprend 2 vases de Dewar ; dans le premier on évapore de l'hydrogène, dans le second cet hydrogène refroidit l'espace où l'on désire maintenir une température constante ; celle-ci est réglée à une valeur donnée par chauffage électrique. La température, mesurée par 2 thermomètres à résistance de platine est constante à 0,01 degré pendant plusieurs heures. Il est possible de faire des lectures dans l'espace maintenu à basse température ; on a vérifié que l'allumage d'une lampe destinée à éclairer cet espace ne fait pas varier la température d'une quantité mesurable.

E. Darmois.

Nouvelle conception des pompes rotatives à palettes. — **Poitrineau (A.)** [*Arts et Métiers*, **75** (1922), 260-264]. — Cette pompe est du type à tambour excentré, avec la différence que le tambour est remplacé par une roue porte galets. Ces derniers, entraînés par la roue, roulent dans leurs glissières et poussent des palettes à des vitesses variables avec leur éloignement de l'axe.

Ed. Salles.

Sur un défaut de la trompe à mercure de Sprengel. Ses causes et ses remèdes. — Manley (J.-J.) [*Proc. Phys. Soc. London*, 34 (1922), 86-91]. — Il s'agit de défauts et d'irrégularités qui résultent de couches d'air adhérentes à la surface intérieure du verre. L'auteur décrit le moyen d'éviter ces inconvénients, ainsi qu'une pompe perfectionnée, de fonctionnement plus régulier.

F. Wolfers.

Une nouvelle pompe à mercure automatique, pour vide très élevé. — Waran (H.-P.) [*Proc. Phys. Soc. London*, 34 (1922), 120-125]. — C'est une modification de la trompe à mercure de Sprengel. Son fonctionnement est automatique et son efficacité comparable à celle d'une pompe de Gaede. Elle nécessite moins de 500 g de mercure. — F. Wolfers.

Un autre perfectionnement apporté à la pompe Sprengel. — Manley (J.-J.) [*Proc. Phys. Soc. London*, 35 (1923), 137-139]. — La pompe décrite dans les *Proc. Phys. Soc. London* [34 (1922), 86], reçoit un nouveau joint à mercure prévenant la formation de couches d'air adhérentes sur les parois, pendant les périodes de repos. — C. Florisson.

La pompe à condensation de Langmuir. — [*Electr.*, 88 (1922), 634]. — La pompe Langmuir est destinée à produire des vides très élevés, tels que ceux employés dans la fabrication des lampes électriques. Le fonctionnement de la pompe est le suivant : le mercure à la base de la pompe est chauffé par un brûleur à gaz, et la vapeur de mercure ainsi créée arrive sur un écran au sommet de la chambre de chauffe. Cet écran fait dévier la vapeur de mercure vers le bas et à l'extérieur dans la chambre de condensation à refroidissement par l'eau, où elle se mélange au gaz à enlever. Ce gaz est ainsi emporté vers le bas par la vapeur de mercure jusqu'à ce que la vapeur se condense ; le mercure condensé coule le long des parois de la chambre et retourne à la base de la chambre de chauffe, tandis que le gaz est envoyé dans l'atmosphère au moyen d'une pompe auxiliaire. La quantité de mercure nécessaire pour chaque pompe est de 625 g ; ce mercure doit être, au préalable, nettoyé et distillé de préférence. — G. M.

Trompe à vapeur de mercure industrielle. — Stintzing (H.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 50]. — La trompe est en acier ; la pompe préparatoire est une pompe à huile ; elle fait le vide parfait en 3 minutes dans un tube de Roentgen de 4 litres. L'expérience montre qu'il ne se forme pas de rouille ; la trompe peut d'ailleurs être émaillée. Description complète dans *Zeits. f. Tech. Phys.* — G. Bruhat.

La production de l'air liquide au laboratoire. — Cook (J.-W.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, 17 (1921), 279-286]. — Description sommaire et sans grand intérêt d'un petit appareil de laboratoire pour la production d'air liquide. Détente sans travail extérieur, depuis environ deux cents atmosphères (procédé Hampson).

F. Wolfers.

Figures de condensation. — Baker (T.-J.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 752-764]. — Quand on souffle sur une plaque de verre nettoyée au savon et frottée avec un linge propre, on obtient une condensation de vapeur d'eau uniforme qui *dépolit* la surface (optiquement parlant). Mais si on fait passer, après nettoyage et avant soufflage, une flamme de chalumeau sur le verre, la trajectoire du jet est marquée

par une condensation *uniforme*, et apparaît *noire* par contraste avec les régions non atteintes.

Le jet de chalumeau a eu pour effet de détruire une certaine couche *contaminée* : c'est ce que montrent les expériences suivantes :

1° Un dépôt chimique d'argent est plus beau et plus adhérent sur les parties flambées.

2° Si on nettoie le verre chimiquement, la condensation est entièrement noire; le frottement verre sur verre est beaucoup plus grand, si les deux surfaces sont nettoyées ainsi ou passées au chalumeau, que si une des surfaces a été savonnée et essuyée; il y a même dans le premier cas des adhérences se traduisant par des rayures.

3° On peut provoquer par chauffage « l'évaporation » de cette couche contaminée; on peut la faire déposer sur une autre plaque de verre, qui présente alors les mêmes parties noires que l'original.

4° Il faut chauffer assez pour obtenir la condensation noire : une flamme d'éther ne produit pas cet effet, alors que le jet de gaz d'éclairage ou d'oxyde de carbone la provoque à tout coup. — A. Foch.

Appareil donnant la courbe d'équilibre isotherme d'un gaz. — Famiglini (E.) [*Nuov. Cim.*, 23 (1922), 393-397]. — Un cylindre de fer porte, mastiqués latéralement, des tubes de verre fermés, identiques entre eux et d'axes normaux au sien. Si l'on verse avec précaution du mercure dans le cylindre supposé vertical, des masses d'air identiques sont enfermées dans les tubes de verre alors horizontaux.

Chacune est comprimée par une pression proportionnelle à la distance du tube à la surface libre du liquide en sorte que le point d'arrêt du mercure dans chaque tube de verre a comme abscisse le volume correspondant à la pression qui est sa cote. Le lieu de ces points décrit donc une isotherme du gaz.

R. Chevallier.

La base thermique de la vente du gaz. — Cobb (J.-W.) [*Nat.*, 110 (1922), 671-672]. — Proposition anglaise d'attribuer au gaz un prix qui soit en rapport avec sa chaleur de combustion. — L. Brüninghaus.

La coloration des métaux. — Tucker (A.-F.) [*Chem. News*, 126 (1923), 4-6]. — Compte rendu succinct d'une conférence faite à Birmingham. On y trouve un intéressant, quoique trop bref, exposé des procédés industriels de coloration et de noircissement du fer, du zinc et du cuivre. — M. Courtines.

Etude comparative des verres de laboratoire préparés en France, en Allemagne, en Angleterre et en Autriche. — Nicolardot (P.) [*Chim. et Ind.*, 9 (1923), 233-234; 469-484]. — Cette étude a été entreprise pendant la guerre pour juger les résultats des efforts des fabricants français en vue de remplacer les verres de laboratoire allemands.

Après avoir donné les résultats saillants des travaux de ses prédécesseurs, notamment ceux de Stass, Weber et Forster, l'auteur expose le détail de ses travaux. Il conclut que l'essai le plus pratique à adopter et le plus caractéristique de la qualité des verres d'analyse est de soumettre ceux-ci à l'action de l'eau dans l'autoclave successivement à 100°, 120°, 140° et 160° C, pendant des temps déterminés, et d'observer leur perte de poids et l'aspect de leur dépoli. Il discute l'influence de différents facteurs, notamment la forme des vases et la question très complexe de

la composition chimique. Il conclut que certains verres, de fabrication française ou anglaise, valent les meilleurs verres de fabrication allemande.

Ces résultats concordent, après examen critique, avec ceux obtenus vers la même époque par des chimistes anglais et américains. — H. Weiss.

Expériences sur un modèle établi pour illustrer la combinaison de deux atomes formés par des magnétons entourant un noyau positif. — **Laurie** (A.-P.) [*Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, **43** (1922-23), 72-84]. — Un système de 4 bobines plates parcourues par un courant, placées aux quatre coins d'un carré, de façon que leurs axes coïncident avec les diagonales du carré, agit sur un système de deux bobines disposées systématiquement par rapport au centre du carré. Le cadre qui supporte ces deux bobines peut tourner autour d'un axe passant par le centre du carré et chacune des bobines peut tourner autour d'un axe passant par son centre et porté par ce cadre. Si l'on considère un atome comme formé par un noyau positif entouré par un anneau de magnétons, les positions d'équilibre de ce système de deux bobines correspondent à celles que prendraient les magnétons les plus voisins de deux atomes qui se rapprochent l'un de l'autre, si l'on suppose que tous les autres magnétons de deux atomes ne changent pas de place par rapport à leurs noyaux respectifs. L'auteur se sert de cette correspondance pour donner des modèles de structure de plusieurs molécules et présenter une nouvelle conception de la valence. — F. Croze.

Le verre Pyrex. — **Erckmann** (P.-E.) [*Chim. et Ind.*, 8 (1922), 785-792]. — Article exposant les propriétés très spéciales du verre Pyrex : un faible coefficient de dilatation, dû à sa haute teneur en silice ; une grande résistance au choc et une température de ramollissement de l'ordre de celle des verres durs, dues à une proportion convenable d'acide borique.

Ceci permet la réalisation d'appareils en verre épais, solides au choc et résistant malgré cela à de brusques écarts de température (importance surtout industrielle). De plus, on a réussi également des appareils de laboratoire en verre soufflé dont la construction compliquée aurait été impossible par sa difficulté même ou parce qu'elle aurait donné, en verre ordinaire, des appareils d'une fragilité inadmissible.

Son attaque par les réactifs chimiques est celle des meilleurs verres, sauf vis-à-vis des bases.

Son spectre d'absorption est à peu près celui du crown Uviol. — H. Weiss.

L'industrie des verres basiques. — **Bigot** (A.) [*Chim. et Ind.*, 9 (1923), 851-862]. — Les roches basiques fondues puis refroidies rapidement demeurent vitreuses. Par un recuit approprié, elles recristallisent avec retrait et donnent ce qu'on appelle des « verres basiques », ayant des propriétés intéressantes ; avant tout, une résistance à l'écrasement et à l'usure supérieures même à celles du granit et du grès cérame. Par l'adjonction de certains oxydes (cobalt, cuivre, titane, vanadium, etc.) ces verres prennent des couleurs extrêmement riches et variées, ce qui permet de prévoir la création d'une industrie de mosaïques extrêmement belles.

L'utilisation des roches basaltiques naturelles présente certains inconvénients, en particulier, la présence des inclusions infusibles. L'auteur expose ses travaux sur la fabrication des « verres basiques synthétiques » en partant des éléments qu'on rencontre dans les déchets d'industries anciennes et nouvelles (scories, laitiers, ardoises, boues rouges de la fabrication de l'aluminium, etc.)

Il décrit les types de fours industriels qu'il a employés, fours à bassin, fours soufflés, fours à tunnels et fours à chambres, et indique les principales difficultés qu'il a rencontrées dans ses fabrications : formation de poches de retassures pendant la coulée, ramollissement des pièces pendant le recuit.

Il donne ensuite quelques indications sommaires sur les propriétés des matières obtenues (résistance mécaniques, isolement électrique, résistance aux acides) et sur les facteurs influents (composition, nature de la recristallisation).

Les principales applications à venir sont : le pavage des routes, les mosaïques colorées, les isolateurs pour les tensions de moins de 100 000 volts, les pièces de toute nature pour l'industrie chimique. — H. Weiss.

Progrès de la chimie colloïdale en céramique depuis la fin des hostilités. — **Arnold (H.)** [*Koll. Zeits.* 29 (1921), 105-106]. — Revue des travaux en cours sur les variations de l'état de division et de la viscosité des matières comme, par exemple, le plâtre, pouvant donner des renseignements utiles pour l'industrie céramique. — Malfitano et Catoire.

La question du caoutchouc en 1920. — **Fonrobert (E.)** [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 148-156]. — Très courte revue, mais pleine de renseignements utiles, sur les travaux récents concernant la culture des plantes à caoutchouc, la composition du latex, les propriétés physiques et chimiques du caoutchouc brut, le caoutchouc artificiel et la vulcanisation. — Malfitano et Catoire.

Le caoutchouc en 1920. — **Fonrobert (E.)** [*Koll. Zeits.*, 29 (1921), 200-204]. — Renseignements utiles sur l'industrie du caoutchouc et ses surrogats.

Malfitano et Catoire.

La résinopigmentypie, procédé R. Namias. — **Clerc (L.-P.)** [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, 10 (1923), 202-203]. — On expose, sous le positif, un papier recouvert d'une couche de gélatine sensibilisée au bichromate, et on lave longuement à l'eau froide après sensibilisation. Quand le papier a été mis à gonfler dans l'eau tiède (40 à 50° C), et que l'image a apparu en relief, on essore ; on étend alors avec un pinceau doux, par mouvements circulaires, une poudre impalpable, résultant de la pulvérisation d'un mélange de résines, de corps gras, et d'un pigment spécial. L'opération peut se faire, si on le désire, sur l'image. Un lavage à l'eau et une friction légère avec un tampon d'ouate permettent les corrections. — Ed. Salles.

Pastels photographiques sur papier « Color ». — **Clerc (L.-P.)** [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, 10 (1923), 203]. — Ce papier est préparé en coulant, sur un papier *très lisse*, une couche de gélatine qui contient en suspension un pigment pouvant être éliminé plus tard et une matière dure très divisée (ponce en poudre ou verre pilé). Le pigment a pour objet de permettre le contrôle du dépouillement après insolation. Ce papier est sensibilisé au bichromate comme un papier au charbon ; quand il a été exposé sous le négatif, il est dépouillé à l'eau froide ou tiède, puis traité par de l'acide chlorydrique dilué, dans le but d'éliminer le pigment et de décolorer l'image. On peut, pour le traitement à l'eau, s'aider d'une bouillie de sciure de bois. Pour poudrer l'épreuve, on utilise des pinceaux d'aquarelle chargés de poudres colorées, finement broyées, qui n'adhèreront qu'aux parties insolées et cela d'autant plus que l'éclairage aura été grand. Le poudrage peut être exécuté avec des poudres plus ou moins foncées ou plus ou moins blanches ou inertes.

Ed. Salles.

L'héliochromie nouvelle. — **Ventujol** [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **10** (1923), 193-197]. — L'auteur a réussi à obtenir un tirage en couleurs sur papier. Les trois négatifs superposables doivent être tirés avec le plus grand soin ; il est nécessaire qu'il y ait une concordance parfaite dans les ombres comme dans les demi-teintes claires. Pour obtenir les diapositifs on opère de la façon suivante. On tire de chacun des négatifs une épreuve positive sur pellicule au gélatinobromure d'argent, et on vire dans un bain renfermant un sel de cuivre, lequel transforme le bromure d'argent en un corps qui permet à la couleur dans laquelle on trempe la pellicule de se fixer sur l'image argentique, dans la mesure où la lumière a agi. On prépare ainsi trois pellicules : une bleue, une rouge et une jaune ; leur superposition donne une synthèse exacte. Cette méthode est très délicate.

Pour obtenir des images en couleur sur papier, on utilise un procédé d'absorption ; le positif obtenu d'un négatif est traité d'une manière appropriée, coloré dans certaines couleurs d'aniline, et mis en contact avec un papier gélatiné. Au bout d'un certain temps, la couleur est passée du positif sur le papier gélatiné, avec toutes les gradations de lumière et d'ombre.

Contrairement à ce qui a lieu pour la pinatypie, l'auteur fait observer qu'il utilise, comme planche d'impression, un diapositif obtenu directement du négatif d'une façon spéciale, et tel que, sa structure étant divisée en une infinité de petits grains microscopiques, la gélatine durcie se colore fortement. Les matières colorantes employées ont les mêmes propriétés que celles dont fait usage la pinatypie.

L'auteur fait remarquer que ces méthodes ne sont pas à la portée de l'amateur ni du professionnel, nécessitant une installation importante, et des connaissances très étendues de la trichromie. — Ed. Salles.

Gamme de teintes imprimées en similigravure. — **Maillet** [*Bull. Soc. Fr. Phot.*, **10** (1923), 191-193]. — On commence par imprimer deux des couleurs en bandes parallèles de même longueur, suivant deux directions, la troisième et la quatrième sont imprimées en bandes plus étroites que les deux premières, de manière que chacune de leurs nuances soient répétées sur l'une quelconque des deux premières bandes. Comme les bandes dépassent la zone commune chacune d'un côté, on se rend compte des couleurs employées. Le nombre des combinaisons est égal au nombre des nuances de chaque couleur ; dans l'exemple considéré il est de $5 \times 5 \times 5 \times 5 = 625$. Il serait possible d'imprimer une cinquième couleur, en subdivisant la troisième et ainsi de suite :

Le procédé permet immédiatement, de trouver les couleurs primaires entrant dans une teinte déterminée, de comparer les différents jeux d'encres primaires, en imprimant avec chacun de ces jeux d'encres, une gamme semblable. Enfin on peut se rendre compte, une gamme une fois établie avec un jeu d'encres, des nuances que ces encres peuvent fournir. — Ed. Salles.

Action du papier carbonisé sur la plaque photographique et méthode de déchiffrement de documents carbonisés. — **Davis (R.)** [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **18** (1922), 445-450]. — La recherche d'une méthode de reconstitution des inscriptions manuscrites ou imprimées sur papier, lorsque celui-ci a été carbonisé, a montré que de bons résultats peuvent être obtenus par l'emploi de la plaque photographique.

Le document à reconstituer est mis en contact avec l'émulsion d'une plaque rapide ou moyenne et maintenu dans ces conditions, à l'obscurité complète, pendant une ou deux semaines. La plaque est ensuite développée à la manière habituelle.

Il semblerait que les gaz occlus dans le papier carbonisé ont le pouvoir de voiler la plaque photographique, alors que l'encre y joue le rôle d'un écran protecteur, empêchant le dégagement des gaz. On constate, en effet, au développement, que la plaque n'est pas impressionnée aux endroits où le papier portait des inscriptions alors qu'elle l'est partout ailleurs.

Les pellicules s'adaptent moins bien à cette méthode que les plaques. Elles nécessitent un temps de pose beaucoup plus long, de l'ordre de deux mois et, de plus, fournissent une épreuve positive au lieu d'un négatif. L'encre, dans ce cas, serait active, alors que le reste du papier carbonisé ne le serait pas.

En lavant rapidement la pellicule dans l'eau pure et séchant (dans l'obscurité) avant d'y appliquer le papier carbonisé, les résultats deviennent les mêmes qu'avec les plaques.

Les plaques lentes, telles que les « process » et les papiers glacés ne donnent aucun résultat : les premières ont une sensibilité trop faible, les seconds sont impropres à l'occlusion des gaz. — G. Hache.

Image permanente sur verre. — **Robinson** (**E.**); **French** (**J.-W.**) [*Nat.*, **111** (1923), 570]. — Observation sur un verre de montre et après argenture de l'apparition d'une sorte d'image photographique d'origine inconnue. — L. Brüninghaus.

Sur l'influence des électrons sur la pellicule d'eau du verre. — **Pirani** (**M.**) [*Zeits. f. Phys.*, **9** (1922), 327-331]. — Soit une lampe à filament de tungstène chauffé à 2000° C; le verre étant porté à 350-400° C on fait le vide par une pompe à diffusion, puis on scelle et refroidit. On constate alors qu'en chauffant une demi-heure le verre à 300° C le vide ne se détruit pas. Mais si le filament est porté à 1 600° C, le verre se trouve lavé par les électrons qu'émet le filament incandescent; les gaz adsorbés se dégagent, le vide baisse considérablement. L'auteur en déduit une méthode de nettoyage des ampoules qui consiste à mettre du mercure dans la lampe; on chauffe pendant l'évacuation, le mercure distille, entraîne la vapeur d'eau libérée du verre par les électrons du filament incandescent; on scelle, condense par l'air liquide le mercure dans une boule attenante à l'ampoule, puis on sépare cette boule au chalumeau. — M. Courtines.

Hygromètre de Lambrecht pour mesures à distances (**Système Lambrecht**). — **Dr Wever** [*Zeits. f. Inst.*, **42** (1922), 53-54]. — A. Foch.

Instruments perfectionnés pour la mesure des précipitations. — **Fergusson** (**S.-P.**) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921) 379-386]. — Description de 2 modèles de pluviomètres enregistreurs. Le premier rentre dans la catégorie des pluviomètres-balances. Le second appartient à la classe des pluviomètres totalisateurs. Il comprend un certain nombre de récipients disposés en cercle et mis en communication, avec l'entonnoir dans lequel tombe la pluie, par une gouttière mobile. Un mouvement d'horlogerie amène cette gouttière, à intervalles de temps réguliers, en face de chacun des récipients. L'eau recueillie est protégée de l'évaporation par une couche d'huile. Cet instrument peut totaliser à volonté les quantités de pluie journalières, hebdomadaires ou mensuelles. Un mouvement d'horlogerie spécial peut assurer le fonctionnement automatique pendant une année. Cet appareil permet d'effectuer la mesure régulière des précipitations dans les endroits d'un abord difficile. — C.-E. Brazier.

Appareil de remplissage simple pour gonfler les ballons à un degré donné. — **Lane** (**R.-C.**) [*Month. Weather Rev.*, **49** (1921), 503-506]. — Description d'un modèle de balance permettant de gonfler un ballon de masse donnée jusqu'à

ce que sa force ascensionnelle ait atteint la valeur correspondant à une vitesse ascensionnelle choisie à l'avance. L'auteur admet, pour le calcul de la vitesse ascensionnelle, la formule

$$V = 72 \left(\frac{l}{L^{2/3}}\right)^{5/8}.$$

où V est la vitesse ascensionnelle en mètres par minute ; l, la force ascensionnelle nette en grammes ; L, la force ascensionnelle totale en grammes.

C. E. Brazier.

Notes sur les méthodes employées pour déceler et mesurer la corrélation. — Clough (H.-W.) [*Month. Weather Rev.*, 49 (1921), 489-491]. — On est convenu de mesurer la corrélation entre deux variables x' et y' par le quotient $r = \frac{\Sigma(xy)}{n\sigma_x\sigma_y}$, dans lequel x et y représentent les écarts des variables x' et y' à leur moyenne; n, le nombre des mesures simultanées de x' et de y'; σ_x et σ_y, l'écart moyen quadratique des n valeurs de x' et de y'. Le calcul du coefficient de corrélation r est assez long par les méthodes ordinaires : l'auteur indique un certain nombre d'autres méthodes permettant d'obtenir des valeurs approchées de ce coefficient d'une manière moins laborieuse et de déterminer à la fois la corrélation et la dispersion des données fournies par l'observation. — C.-E. Brazier.

I. — UNITÉS ET MESURES. MÉTROLOGIE.

Constantes physiques et unités rationnelles ultimes. — Lewis (G.-N.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 266-275]. — Une nouvelle loi empirique implique d'ordinaire une ou plusieurs constantes, et si la loi apparaît par la suite comme étant générale et fondamentale, ces constantes sont désignées du nom de constantes naturelles. Si nous acceptons la manière de voir qui est exposée dans ce travail, et que nous considérions que chaque constante physique est le signe de quelque défaut dans notre système scientifique, il devient aussi utile d'éliminer ces constantes qu'il l'a été de les découvrir. Une telle élimination a souvent été assurée par un simple changement d'unités; on s'approche ainsi progressivement d'une série de plus en plus naturelle ou rationnelle d'unités physiques.

L. Brüninghaus.

Les unités physiques et techniques. — Wallot (J.) [*El. Techn. Zeits.*, 43 (1922), 1329-1333]. — Article didactique, ayant pour but de lutter contre « la confusion fréquente entre les grandeurs et leurs mesures » et le « choix arbitraire des équations de définition ». — L'auteur prétend se passer des relations qui définissent les systèmes électrostatique et électromagnétique, et éliminer la vitesse de la lumière. — La fin de l'article, encore à paraître, pourra contenir peut-être des idées pratiques ou originales. — F. Wolfers.

Les unités physiques et techniques. — Wallot (J.) [*El. Techn. Zeits.*, 43 (1922), 1381-1386]. — Suite d'un article précédemment analysé. L'auteur cherche à établir un système simple, permettant d'effectuer les calculs électrotechniques d'une façon automatique, sans craindre les erreurs d'unité. Exemples de calcul pratique et tableaux mnémotechniques. — F. Wolfers.

A propos des notions de dimension et d'homogénéité. — **Hadamard (J.)** [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 149-153].

Contribution à la théorie des dimensions. — **Wallot (J.)** [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 329-348]. — L'auteur critique et complète un mémoire de Mme T. Ehrenfest-Afanessjewa (1). Les systèmes de dimensions des physiciens ne représentent que des cas particuliers des systèmes généraux, puisqu'ils imposent des relations entre les unités fondamentales et les unités secondaires ; dans un système plus général, on doit introduire dans chaque relation un facteur numérique, dépendant des unités choisies. L'auteur propose de supprimer ce facteur numérique en admettant que les équations de la physique représentent des relations entre les grandeurs elles-mêmes ; pour passer aux relations entre les nombres qui les mesurent, il faut les diviser par les relations qui existent entre les unités choisies pour les mesurer, et c'est dans ces dernières relations que se trouvent reportés les facteurs numériques. On est ainsi conduit à une définition des dimensions un peu différente de la définition usuelle ; mais, comme elle, elle ne nous apprend rien sur la nature des grandeurs, et les équations obtenues dépendent essentiellement des définitions posées à la base de l'expression des lois physiques. Comme les équations usuelles, elles sont incapables de nous fournir à l'avance, sans hypothèses supplémentaires, la forme d'une loi physique.

Le mémoire se termine par la discussion des cas dans lesquels il est possible de former des équations réduites, et des hypothèses qu'il faut faire pour construire de l'univers un modèle à échelle agrandie ou réduite.

G. Bruhat.

La dimension des unités électriques. — **Rinkel (R.)** [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1921), 105-109]. — L'auteur part de la remarque banale que la disposition des lignes de force magnétique autour d'un conducteur parcouru par un courant suggère l'idée d'un phénomène de rotation. En s'appuyant sur des considérations peut-être contestables, il arrive à la conclusion suivante qui modifierait beaucoup nos idées sur le mécanisme de la conduction électrique : le courant n'est pas dû au mouvement des électrons, mais à leur rotation sur place, rotation se propageant le long du fil avec la vitesse de la lumière. Ceci le conduit à assimiler la force électrique à un couple et le courant à une vitesse angulaire. Les dimensions de toutes les autres grandeurs électro-magnétiques se trouvent dès lors fixées : on trouve par exemple que la quantité d'électricité analogue à un angle n'a pas de dimensions, que le coefficient de self-induction a les dimensions d'un moment d'inertie, etc.

Le choix fait par l'auteur pour les dimensions de la force électrique et du courant ne nous semble pas appuyé sur des raisons convaincantes. On sait depuis longtemps, que si la force électrique est un vecteur polaire, la force magnétique est un vecteur axial et inversement ; R. Rinkel préfère assez arbitrairement la seconde hypothèse. — L. de Broglie.

Réponse à la remarque de L. Schiller (2). — **Wallot (J.)** [*Zeits. f. Phys.* **15** (1923), 61-63]. — Relevé de différentes erreurs commises par L. Schiller dans ses considérations sur les équations de dimension. Plusieurs de ces erreurs proviennent de ce qu'il attribue à la température, la dimension d'une énergie.

M. Hanot.

(1) *Math. Ann.*, **77** (1916), 259-276.
(2) *Zeits. f. Phys.*, **13** (1923), 61.

La théorie de la mesure. — **Wrinch** (D.) et **Jeffreys** (H.) [*Phil. Mag.*, 46 (1923), 1-22]. — Etude de philosophie mathématique. — A. Foch.

Augmentation de la précision des résultats par l'introduction d'une nouvelle mesure. — **Basch** (A.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 447-458]. — En métrologie, la question se pose souvent de savoir dans quelle mesure de nouvelles observations augmentent la valeur d'une série de déterminations et accroissent la précision des résultats.

1. *Observations directes.* — Soient n lectures l_v de poids p_v ($v = 1, 2... n$). La meilleure valeur de la quantité cherchée est

$$n = \frac{\Sigma pl}{\Sigma p}.$$

Posons

$$\frac{v}{v} = \frac{v}{l} - x,$$

et prenons une nouvelle détermination : La nouvelle moyenne x' diffère de la première de

$$\xi = x' - x = \frac{p_{n+1} v_{n+1}}{\Sigma_{n+1} p}.$$

On vérifie aisément que l'erreur quadratique moyenne diminue lorsque

$$p_{n+1} v^2{}_{n+1} < \frac{\Sigma_n p + p_{n+1}}{(n-1)\Sigma_n p} \Sigma_n pv^2.$$

2. *Observations intermédiaires.* — L'auteur examine le cas d'une quantité connue à une certaine erreur près et considérée comme fonction d'une quantité connue exactement (par exemple longueur d'une règle en fonction de la température). On se reportera au mémoire pour les développements, qui paraissent intéressants surtout du point de vue mathématique. — A. Foch.

Méthode simple pour la détermination des erreurs périodiques des vis micrométriques. — **Mecke** (R.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 147-151]. — Soit une vis micrométrique, appartenant par exemple à une machine à diviser. Déterminons avec cette vis les longueurs des divers intervalles d'une graduation. Si la graduation était absolument régulière, les différences entre les lectures et les longueurs réelles donneraient l'erreur périodique de la vis. Mais, comme les graduations sont elles-mêmes faites à la machine à diviser, elles comportent en général des erreurs périodiques et uniquement de telles erreurs.

Dès lors les différences entre les longueurs déterminées expérimentalement et les longueurs que l'on aurait si vis et graduation étaient régulières apparaîtront comme l'interférence de deux fonctions périodiques :

$$\varepsilon + \varepsilon_1 = \Sigma_1^n a_n \cos 2\pi n \left(\frac{t}{T} + \delta\right) + \Sigma_1^n b_n \cos 2\pi n \left(\frac{t}{T_1} + \delta_1\right).$$

Retournons la graduation de 180°. La demi somme des lectures correspondant à une même région de la vis nous donne l'erreur périodique de cette dernière. D'autre part la demi différence de ces lectures met en évidence l'erreur périodique de la graduation ; si alors, on remet la graduation dans la position primitive et qu'on la déplace d'une quantité correspondant à la demi-période de l'erreur de

graduation, la demi-différence des lectures correspondant à un même intervalle donne l'erreur périodique du premier ordre de la graduation ; un déplacement correspondant à 1/4 de période mettrait en évidence l'erreur du second ordre, etc.

Un exemple précise les opérations. — A. Foch.

Sur l'erreur systématique produite par l'évaluation des dixièmes de division et appelée « erreur décimale ». — Lüdemann (K.) [*Zeits. f. Inst.*, 43 (1923), 113-120]. — Résumé des travaux antérieurs sur cette question ; une bibliographie termine l'article. — A. Foch.

Ultramicromètre enregistreur. Principe et applications. — Dowling (J.-J.) [*Phil. Mag.*, 46 (1923), 81-100]. — Une lampe à trois électrodes est montée comme générateur d'oscillations débitant dans un circuit extérieur. L'intensité débitée dépend de la capacité du circuit oscillant et, quand la lampe travaille près du coude inférieur de la caractéristique, une très faible variation de capacité peut produire une forte variation de courant ; par exemple, dans un montage de l'auteur, un déplacement des plaques de 1 μ provoquait une variation de 8 micro-ampères dans un courant de 3 milliampères. Pour être mise en évidence, cette variation exigeait un montage différentiel dont la précision dépasserait le centième de micron.

L'auteur indique diverses applications à la physique (élasticimétrie), à la sismographie, et même à la botanique (étude de la croissance des plantes).

A. Foch.

Procédés actuels pour l'étude des calibres industriels au moyen des interférences lumineuses. — Pérard (A.) [*Rev. Opt.*, 1 (1922), 209-231]. — Description des principales formes de calibres industriels : broches à bouts sphériques, cylindres et calibres plans, type Johansson. Pour ces derniers, la précision de 0,0 00 01 est garantie par le constructeur, d'où la nécessité de recourir à des méthodes interférentielles pour la vérification, la comparaison et l'étude de calibres de ce genre.

L'auteur décrit deux méthodes de mesures, basées toutes deux sur l'obtention des franges de Fizeau localisées dans une lame d'air légèrement prismatique et donne, tout d'abord, des détails relatifs à la mesure d'une lame d'air par l'observation d'un système de franges, au moyen de la méthode des coïncidences.

Description d'une première méthode interférentielle ; le calibre à étudier est placé entre les deux glaces désargentées d'un interféromètre Fabry-Pérot. On réalise, en lumière monochromatique, trois systèmes de franges, entre les glaces, d'une part en dehors de la région centrale occupée par le calibre et entre chaque face du calibre et la glace la plus voisine, d'autre part. Les trois lames d'air ainsi mesurées donnent par différence, l'épaisseur du calibre. La perte de phase qui accompagne la réflexion métallique entraîne une correction de l'ordre de 0,07 μ. Quant à l'épaisseur de la couche de lubrifiant interposée entre les pièces, elle est d'un ordre de grandeur inférieur à toute quantité mesurable.

2. Méthode interférentielle actuelle : le calibre à étudier est fixé, par adhérence, dans la région centrale d'une plaque d'acier, rigoureusement plane ; au-dessus du calibre, et à une petite distance, est disposé un plan de référence en verre ; pour un réglage convenable de ce dernier, on obtient en lumière monochromatique, les franges de Fizeau d'une part entre la face supérieure du calibre et le plan de verre, d'autre part entre ce même plan et la région libre du plan d'acier de part et d'autre du calibre.

L'auteur a déterminé de la sorte directement, en valeur absolue, des calibres atteignant 25 mm, avec une précision de 3 à 4 centièmes de micron.

Le même appareil permet la comparaison d'un calibre à la moyenne de deux autres de grandeurs voisines, ainsi que l'étude des surfaces terminales des calibres.

Enfin l'auteur montre l'application de sa méthode à la vérification d'échantillons plans-parallèles quelconques et même de broches à bouts sphériques.

MG. J. RIVIÈRE.

Deux méthodes pour la détermination des étalons primaires en quartz. — Pérard (A.) [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 252-260].

Méthode interférentielle pour l'étalonnage et la vérification des calibres de précision. — Peters (C.-G.) et Boyd (H.-S.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, 17 (1922), 677-713]. — Au moyen des méthodes interférentielles décrites dans cet article, on peut déterminer les erreurs de planéité et de parallélisme des surfaces travaillées, ainsi que les longueurs des calibres étalons par comparaison directe avec la longueur d'onde étalon, avec une incertitude qui n'atteint pas quelques millionièmes de pouce. Les erreurs des autres calibres peuvent être déterminées avec la même précision par comparaison avec ces étalons calibrés.

L. BRÜNINGHAUS.

Recherches sur la détermination des différences de longueur présentées par une règle métallique de 1 mètre de long placée horizontalement puis verticalement suspendue ou étayée. — Dimmer (G.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. Wien.*, *Abt.* IIa 129 (1920), 223-252]. — Quand une règle métallique passe d'une position horizontale à une position verticale, elle éprouve sous l'action de son propre poids un changement de longueur, qu'il est d'ailleurs facile de calculer quand on connaît les dimensions de la règle, la densité et le coefficient d'élasticité de la substance qui la forme. Une règle de 1 mètre subira des variations de longueur de 0,19 μ si elle est en acier, de 0,48 μ si elle est en laiton et de 0,65 μ si elle est formée de platine.

La détermination expérimentale de ces petites différences de longueur a été discutée par le Comité International des poids et mesures dans sa réunion de 1909 et le travail a été exécuté par Benoit avec la collaboration de Guillaume, Pérard et Perrotin; les résultats ont été communiqués dans la session de 1911 du Comité : avec une règle de platine iridié on trouvait une différence de longueur de 1 μ suivant que la règle, maintenue verticalement, était suspendue par sa partie supérieure ou étayée à sa partie inférieure. Cela donnait une différence de 0,5 μ dans la longueur de la règle suivant qu'elle était horizontale ou verticale.

Des recherches sur cette question avaient été entreprises à Vienne, la guerre les avait interrompues; elles ont été reprises par l'auteur. Au lieu d'opérer seulement avec une règle unique, ce qui peut introduire des erreurs dues à l'influence de la température, influence qui se fait sentir sur la longueur de la règle tout entière, l'auteur opère aussi avec deux règles placées à angle droit l'une par rapport à l'autre et que l'on peut faire tourner solidairement. Dans ce dernier cas on ne mesure plus que les différences de longueur des deux règles et la correction de température, qui ne se fait sentir que sur cette différence, sera faible.

Quand il opère avec les deux règles, l'auteur mesure les différences de longueur comme le faisait Benoît par une méthode interférentielle. Les deux règles sont placées à angle droit sur plan vertical que l'on peut faire tourner de tel angle que l'on veut; on mesure dans chaque position la différence de longueur des deux

règles ; les résultats, assez irréguliers, donnent pour l'acier une différence de longueur moyenne de 0,263 μ au lieu de 0,19 μ que donne la théorie.

L'auteur a également opéré avec une seule règle comme l'avaient fait Benoît et ses collaborateurs : cette règle verticale est suspendue par serrage de sa partie supérieure, sous l'influence de son poids elle s'allonge d'une quantité d; on serre alors la partie inférieure et on desserre la partie supérieure, elle se raccourcit de la même quantité d. Elle a donc varié d'une quantité $2d$ que l'on peut mesurer soit avec un appareil interférentiel soit avec un miroir.

Les résultats trouvés sont les suivants :

Avec le plomb, $d = 3{,}7\ \mu$; le laiton, 0,52 μ ; l'acier, 0,21 μ ; le platine, 0,63 μ ou 0,7 μ.

Les résultats sont donc en assez bonne concordance avec ceux que l'on obtient théoriquement et ceux qu'avait trouvés la Commission internationale.

G. Reboul.

Déterminations fondamentales et vérifications récentes des mètres étalons. — **Guillaume (Ch.-Ed.)** [*C. R.*, **173** (1921), 1 438]. — La première des comparaisons périodiques prévues par la Convention du Mètre, effectuée en 1919 entre les étalons nationaux et les étalons d'usage du Bureau international, a montré que les deux étalons d'usage ont éprouvé un allongement indiscutable. La cause de ce changement est encore inconnue; elle consiste probablement en une action lente, ou peut-être dans le fait que ces étalons ont été souvent nettoyés. D'autre part, les mesures récentes ont révélé une faible erreur positive dans les dilatabilités de ces étalons, de sorte que les deux causes d'erreur doivent se compenser pour certaines époques et certaines températures; actuellement, la compensation des erreurs semble s'effectuer non loin de 15°C. L'une des plus importantes parmi les déterminations dont le calcul devra être repris est celle des longueurs d'onde lumineuses exécutée par MM. Benoît, Fabry et Perot en 1906, au voisinage immédiat de 15°C; il est dès maintenant peu probable que la correction nécessaire excède le dix-millionnième. — A. Blanc.

L'équivalent légal du mètre. — **Glazebrook (R.-T.)** [*Nat.*, **110** (1922), 446-447]. — Cette note a pour but de corriger une erreur du « *Dictionary of Applied Physics* » au sujet de la valeur du mètre en inches. On se trouve en présence de trois inches différents, dont voici les relations avec le mètre.

	MÈTRE en inches	INCH en millimètres
	—	—
Inch d'Amérique......................	39,370 000	25,400 051
Valeur donnée par le *Computer's Handbook*.	39,370 08	25,400 00
Valeur britannique légale...............	39,370 113	25,399 978

Détermination télégraphique de distances par la section bavaroise de la Commission internationale de géodésie en 1912. — **Grossmann (E.)** [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1921), 205-208]. — Résultats des mesures de distance entre Kirchheim et Münich, Asten et Münich. — A. Foch.

Sur quelques améliorations à l'établissement des cartes dans les travaux stéréophotogrammétriques. — **Pulfrich (C.)** [*Zeits. f. Inst.*, **41** (1921), 348-352]. — Le procédé utilisé consiste essentiellement à tracer sur la feuille de papier sur laquelle sera dessinée la carte une échelle des parallaxes sous lesquelles on voit la base stéréophotographique. Soit alors par exemple à tracer une ligne de

niveau de cote h : on règle le stéréocomparateur à la parallaxe a et la cote h et on déplace la pointe mobile jusqu'à ce qu'elle se place sur le sol; le vernier du stéréocomparateur donne la distance horizontale d à l'axe de l'appareil. Il suffit de reporter la quantité d sur la ligne de parallaxe a pour obtenir un point de la ligne de niveau; une méthode analogue permet de tracer les profils. — A. Foch.

Influence, sur les résultats de triangulation, des erreurs provenant des angles des triangles et de la méthode de mesure; calcul des coordonnées d'un point en utilisant une vue stéréophotogrammétrique à axes inclinés arbitrairement. — Pulfrich (C.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 189-201]. — Si on essaie de déterminer, par triangulation à partir d'une base, la position d'un point, les erreurs commises dans les mesures des angles adjacents à la base font que le point se trouve localisé à l'intérieur d'un quadrilatère (quadrilatère d'erreur). Si on admet une erreur constante sur les angles, on voit que le quadrilatère d'erreur est d'autant plus grand que les droites joignant le point aux extrémités de la base sont plus près d'être parallèles. On peut réduire l'aire de ce quadrilatère en mesurant directement l'angle γ sous lequel on voit la base du point, ce qui place le point entre deux cercles passant par les extrémités de la base.

L'article indique comment le stéréocomparateur permet la détermination de l'angle γ et les formules à employer dans l'établissement des cartes.

A. Foch.

Les erreurs de lecture dans les théodolites avec microscopes à échelles. — Lüdemann (K.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 285-300]. — L'auteur dénomme « microscopes à échelles » les appareils dans lesquels l'image objective se forme sur une échelle transparente divisée, ce qui les différencie des microscopes à réticule fixe ou porté par une vis micrométrique. L'échelle reçoit, dans les appareils de M. Hildebrand, la forme indiquée par la figure 1, de sorte que la division du théodolite apparaît à travers l'oculaire comme indiqué dans la figure 2. On aperçoit, à droite, un long trait servant de repère.


Fig. 1.

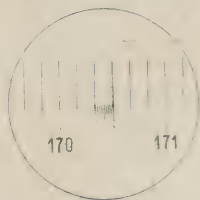


Fig. 2.

Les erreurs de lecture dans ces appareils sont de plusieurs provenances :

1. *Equation décimale.* — Quand le trait sur lequel on fait la lecture se trouve dans l'intervalle de deux traits du micromètre, il faut évaluer la fraction d'intervalle « à l'œil ». L'opinion courante, d'après laquelle on évalue juste cette fraction quand elle est égale à 0 ou 1/2, et qu'en revanche on la surestime ou la sous-estime quand elle est égale 1/4 ou 3/4 paraît fausse, d'après les mesures de l'auteur. Cette cause d'erreur rentre dans la catégorie des équations personnelles, et est, comme telle, très difficile à évaluer d'avance.

2. Il semble plus avantageux, au point de vue de la précision, d'essayer de faire les lectures au 1/20 qu'au 1/10; l'erreur moyenne paraît en effet 1,6 fois plus forte dans les lectures au 1/10; c'est donc à la première observation que le lecteur entraîné se décidera, quand il recherchera l'exactitude maxima.

3. Il existe enfin des erreurs de lecture absolument irrégulières et que l'on détermine par des méthodes de répétition; la grandeur de ces erreurs paraît croître comme la racine carrée de la grandeur apparente des divisions du théodolite dans le microscope.

Les théodolites avec microscopes à échelles sont évidemment plus délicats que ceux avec simples verniers qui, sous les précautions d'usage, sont indéréglables ; mais, à dimensions égales, les erreurs de lecture paraissent dans les théodolites à microscopes inférieures d'un tiers à ce qu'elles sont dans les théodolites à verniers.

La note se termine par une bibliographie de la question. — A. Foch.

Comparateurs d'angle de haute précision pour la goniométrie des prismes. — Guild (J.) [*Chem. News*, 124 (1922), 367]. — Dispositif permettant de faire aisément des mesures d'angles à 1 ou 2″ près; autre dispositif plus perfectionné poussant la précision jusqu'à 0,1″. — L. Brüninghaus.

Comparateurs d'angle de haute précision pour la mesure des angles des prismes. — Guild (J.) [*Trans. Opt. Soc.*, 23 (1921-22), 297-310]. — L'auteur décrit une méthode goniométrique qui permet de mesurer l'angle d'un prisme à 1 ou 2 secondes près. Le goniomètre diffère seulement des appareils du type courant en ce qu'il porte deux lunettes au lieu d'une. La méthode consiste à comparer l'angle du prisme à mesurer à l'angle d'un prisme étalon, de grandeur très voisine. Les deux lunettes étant disposées de façon à recevoir la lumière venant d'un collimateur après s'être réfléchie sur l'une ou l'autre des faces de l'angle du prisme étalon ou du prisme à mesurer, on repère, au moyen du micromètre filaire dont chacune de ces lunettes est munie, le point du plan focal de chaque lunette où vient se former l'image du centre de la fente du collimateur. La différence des positions des fils des micromètres donne la différence des deux angles à comparer.

L'auteur décrit ensuite un dispositif plus compliqué qui permet de mesurer les angles avec une précision de 0,1 seconde et qui repose sur l'emploi d'un prisme d'angle variable placé près du plan focal d'un collimateur de façon à imprimer de très petites variations de directions au faisceau qui sort de ce collimateur.

F. Croze.

Discussion d'un mémoire de M. Guild « Comparateurs d'angles de grande précision pour les mesures goniométriques de prismes ». — [*Trans. Opt. Soc.*, 24 (1922-23), 47]. — On évite, dans les mesures d'indices, la mesure de l'angle du prisme en utilisant les trois angles réfringents d'un prisme équilatéral et en prenant la déviation correspondant à un angle de 60°. Il n'est généralement pas possible d'opérer ainsi dans le cas de substances cristallines, mais seulement dans le cas d'un cristal uniaxe taillé de manière que l'axe soit parallèle aux arêtes du prisme. — J. Cojan.

Une nouvelle forme de baromètre à lecture directe. — Waran (H.-P.) [*Quart. Journ. Roy. Meteo. Soc.*, 48 (1922), 287-291]. — La partie supérieure du tube de cet instrument est inclinée à 45°. Une lunette dont l'axe optique coïncide avec l'axe du tube permet de viser l'image d'une échelle verticale vue par réflexion sur la surface du mercure. — C.-E. Brazier.

Une nouvelle échelle de correction pour les baromètres à mercure. — Fergusson (S.-P.) [*Month. Weath. Rev.*, 49 (1921), 289-294]. — Description d'un graphique destiné à simplifier la réduction des lectures barométriques à 0°C et à la latitude de 45°. Ce graphique tracé sur une plaque métallique, d'après l'échelle du thermomètre, est placé à côté de ce dernier. Sa position par rapport à l'échelle thermométrique est réglée d'après la latitude de la station et la correction fixe du baromètre. Un curseur mobile, transparent, muni d'un repère que l'on

amène en coïncidence avec le sommet de la colonne thermométrique, porte une graduation en millibars ou en pouces. L'intersection des traits du curseur avec ceux du graphique donne à simple vue la correction globale à appliquer aux lectures. — C.-E. Brazier.

Sur les barovariomètres à écoulement capillaire. — **Courtines (M.)** et **Villey (J.)** [*C. R.*, **174** (1922), 541]. — Le dispositif consiste en une enceinte thermiquement isolante (Dewar) communiquant avec l'atmosphère par un tube capillaire et munie d'un manomètre sensible, dont les indications correspondent, dans ces conditions, au taux de variation $\frac{dP}{dt}$ de la pression extérieure P. Les auteurs étudient en détail les divers facteurs qui influent sur la précision et la sensibilité de l'appareil. L'étude des perturbations dues aux actions mécaniques conduit à donner la préférence au manomètre différentiel à tige verticale.

A. Blanc.

Micromanomètre à sensibilité réglable. — **Michaud (F.)** [*C. R.*, **174** (1922), 805]. — Description d'un manomètre dont la sensibilité est cent fois plus grande que celle du micromanomètre de Henry [*C. R.*, **155** (1922), 1 078]. Dans des conditions particulièrement favorables, l'appareil a permis de déceler une différence de pression d'un millième de barye, correspondant à une dénivellation d'un centième de micron d'eau. — A. Blanc.

Sur la détermination des pressions instantanées dans les canons, au moyen d'une jauge piézo-électrique et d'un galvanomètre balistique. — **Karcher (J.-C.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 107]. — Un quartz piézoélectrique est soumis à la pression régnant dans le canon, par l'intermédiaire d'un piston. D'après les propriétés bien connues du quartz, on a :

$$q = Kp$$

où p est la pression supportée à un instant donné par le quartz ; K, une constante; q, la quantité d'électrité libérée sur les faces du cristal. On a constaté que cette relation reste valable jusqu'à des pressions de 50 000 livres par pouce carré. Si la charge peut traverser un galvanomètre, on a

$$i = K\frac{dp}{dt}$$

et si θ est le déplacement angulaire du système mobile du galvanomètre, on a la relation :

$$iM = KM\frac{dp}{dt} = I\frac{d^2\theta}{dt^2} + k\frac{d\theta}{dt} + c\theta.$$

Comme la courbe pression-temps d'un canon s'étend d'ordinaire sur une période de plusieurs centièmes de seconde, un galvanomètre balistique peut servir. Alors, les deux derniers termes de l'équation précédente peuvent être négligés et il reste :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{I}{MK}\frac{d^2\theta}{dt^2}$$

d'où l'on tire :

$$p = \frac{I}{MK}\frac{d\theta}{dt} + c' \qquad (p = 0 \text{ lorsque } \theta = 0, \text{ d'où } c' = 0).$$

On obtient les courbes déplacement-temps en photographiant les déviations du galvanomètre sur un film à mouvement uniforme.

L. Brüninghaus.

Mesure instantanée des hautes pressions par une méthode piézoélectrique. — Karcher (J.-C.) [*Scient. Pap. Bur. Stand.*, 18 (1922), 257-264]. — Description d'une méthode d'enregistrement photographique donnant les pressions instantanées à l'intérieur d'un canon.

L'appareil sensible est constitué par une pile de lames de quartz taillées perpendiculairement à l'axe électrique, superposées alternativement en sens opposés, avec interposition de feuilles de platine collectant les charges développées par la compression. Ces charges sont proportionnelles aux pressions (Loi de P. Curie), elles traversent un galvanomètre balistique à longue période et faible amortissement, dont le miroir fournit une image réelle reçue sur un cylindre enregistreur couvert de papier sensible. Le temps s'enregistre simultanément par 0,001 seconde au moyen d'un oscillographe Duddell parcouru par le courant d'un diapason entretenu de fréquence 500.

La courbe des pressions en fonction du temps se déduit par dérivation de la courbe enregistrée, car la vitesse du spot est à chaque instant proportionnelle à la pression.

A signaler que l'auteur — en étalonnant l'appareil — a vérifié la loi de P. Curie jusqu'aux pressions de 3 800 kg : cm^2, (50 000 livres par pouce carré), la proportionnalité des charges électriques apparues aux efforts restant exacte aux erreurs d'expérience près (0,1 pour 100) pour ces pressions considérables.

R. Dubois.

Mesure des intervalles de temps avec un galvanomètre présentant les caractéristiques d'un fluxmètre. — Klopsteg (P.-E.) [*Phys. Rev.*, 19 1922), 61-63]. — L'auteur analyse le mouvement d'une bobine complètement amortie dont l'inductance est négligeable devant la résistance et soumise à un couple de torsion nul, constituant ainsi un fluxmètre type. Il établit :

1° L'équation du mouvement de la bobine.

2° A partir de celle-ci, la position et la vitesse angulaire de la bobine partie du repos lorsqu'il s'est écoulé t secondes depuis qu'un courant constant y a été lancé.

3° Supposant qu'à l'instant τ le courant soit interrompu, comment on détermine l'angle maximum de déviation.

Cette déviation est directement proportionnelle au courant et au temps pendant lequel il circule (dans les limites où le couple magnétique est proportionnel au courant).

Pour mesurer des intervalles de temps, il est nécessaire d'étalonner l'appareil, mais la relation entre la déviation et le temps est, pour un courant constant, sensiblement linéaire. — P. Fric.

Les diapasons entretenus par des lampes à trois électrodes comme étalons de temps de précision. — Dye (D.) [*Proc. Roy. Soc.*, 103 (1923), 240-260]. — Des diapasons ainsi entretenus peuvent se montrer remarquablement constants et peuvent même servir à controler des horloges étalons. Discussion de tous les facteurs qui peuvent entrer en ligne de compte : la principale cause de perturbation est la température. Une variation de 0,01°C cause une variation de fréquence de 1 millionième. On peut l'éviter en faisant le diapason en élinvar.

On reconnaît qu'il faut donner au diapason un amortissement aussi faible que possible, l'énergie dynamique du diapason doit être grande par rapport à celle du circuit oscillant qui doit être assez fortement amorti.

R. Fortrat.

Trois classes de vibrations isochrones non entretenues et trois types de machines horaires fixes. Instruments nouveaux pour l'étude expérimentale des viscosités. — Andrade (J.) [*C. R.*, 174 (1922), 1519]. — Existence de trois classes d'organes réglants qui conservent l'isochronisme de leurs oscillations non entretenues; propriétés des machines horaires dont l'organe réglant appartient à l'une de ces trois classes. Leur réalisation expérimentale n'est sans doute pas mûre industriellement, mais elle permettrait certainement d'étudier les lois relatives à la viscosité des liquides. — A. Blanc.

Etude de l'oscillation du pendule par la méthode photographique. (Influence de la suspension). — Le Rolland (P.) [*Ann. de Phys.*, 17 (1922), 165-381]. — Ce travail constitue la mise au point du procédé d'inscription photographique préconisé par Lippmann il y a 25 ans. La forme que lui a donnée l'auteur du mémoire en fait une méthode remarquablement souple, précise et rapide, et marque un très sérieux progrès sur la méthode des coïncidences. Les problèmes relatifs aux pendules peuvent en général être ramenés à la comparaison des phases instantanées de deux d'entre eux. A cet effet, on les munit d'un index cylindrique d'acier; un même circuit électrique comprend deux coupures où jaillit au même instant une étincelle, et l'on photographie l'image très fine de chaque étincelle dans l'index du pendule correspondant. Un éclairage à temps permet d'enregistrer aussi l'amplitude du mouvement de l'index. La phase de chaque pendule est déterminée sur la plaque photographique par la position d'un trait fin (instantané) se détachant sur une bande à bords nets (pose). La phase instantanée peut être obtenue au vingt millième. Une seconde photographie à un instant ultérieur permet de déterminer la nouvelle phase relative des deux pendules au bout d'un nombre connu d'oscillations; elle permet de déterminer au millionième le rapport des périodes (voisines de deux secondes) et cela dans une expérience qui ne dure que quelques minutes.

Cette méthode a permis à l'auteur d'entreprendre une série de recherches précises et méthodiques sur les suspensions pendulaires. L'étude systématique de la suspension par cylindre sur plans, dont les conclusions s'étendent à la suspension par couteau, montre que, dans ce cas, les oscillations d'amplitude suffisamment grandes sont inaltérées. La perturbation, d'allure hyperbolique, est d'autant plus forte que l'amplitude est plus petite; elle croît lorsqu'on rapproche le centre de gravité de l'axe d'oscillation; elle est plus importante pour les corps mous, mais subsiste pour les corps les plus durs.

D'une étude sur les suspensions par lame élastique, qui constitue la troisième partie du mémoire, il résulte que la loi ordinaire de flexion plane élastique est déjà insuffisante pour les petites déformations usuelles, ce qui est confirmé par des expériences statiques directes. La lame élastique produit des variations très importantes d'isochronisme. L'effet diminue quand on augmente la longueur de la lame et réduit son épaisseur.

De nombreuses applications pratiques sont envisagées, dans lesquelles les qualités de la méthode photographique seraient précieuses. Nous citerons l'étude de la résistance de l'air au moyen des oscillations du pendule; celle des qualités mécaniques d'un corps dont un échantillon supporte un pendule; la constitution d'un étalon de temps au moyen d'un pendule libre; celle d'un garde-temps par l'emploi

de deux pendules libres en relai mutuel (erreur de marche théorique de 1 seconde en 10 ans); détermination des longitudes. — M. Courtines.

Influence de l'entretien et du frottement sur la durée d'oscillation des balanciers de chronomètres. — Bock (H.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 317-326]. — La chronométrie pose le problème suivant : Peut-on, en s'écartant de l'isochronisme des grandes et petites oscillations du balancier, rendre la marche du chronomètre indépendante des variations du couple moteur et du frottement?

D'une étude mathématique l'auteur conclut que :

1° Dans le cas de l'entretien central, de petites variations du couple du ressort ou bien du frottement sont sans influence sensible, alors que de grandes variations de ces quantités peuvent conduire à d'appréciables variations de marche.

2° L'entretien dyssymétrique est un des plus puissants moyens de réglage dont on dispose ; dans quelle mesure le régleur est-il capable de doser exactement la dyssymétrie? Cela est une autre affaire. — A. Foch.

Sur un procédé de synchronisation des rouages d'horlogerie et des pendules employés en astronomie. — d'Azambuja (L.) [*Obs.*, 44 (1921), 331-334]. — Les rouages des mouvements d'horlogerie des instruments astronomiques sont sujets à des écarts que l'observateur est constamment obligé de corriger à la main. Divers procédés de synchronisation automatique reliant le rouage à une pendule directrice ont été imaginés. L. d'Azambaja en décrit ici (en français) un nouveau, réalisé par lui à l'Observatoire de Meudon et relativement simple. Ce dispositif présente le grand avantage d'être applicable sans trop de frais aux insments déjà en service. — J. Bosler.

Les spiraux cylindriques et l'hypothèse dite des techniciens. — Andrade (J.) [*C. R.*, 173 (1921), 697]. — L'hypothèse dite *des techniciens* consiste à admettre que les forces supplémentaires aux couples d'encastrement d'un ressort spiral, agissant sur ses attaches fixe et mobile, sont deux forces mutuelles dirigées suivant la droite de jonction du piton à la virole. Un contrôle expérimental délicat serait nécessaire pour vérifier cette hypothèse. Sous la réserve de sa vérification, l'auteur décrit un *quadruple de spiraux* à la fois isochrone et soustrait à toute pression élastique transverse ou longitudinale sur le balancier.

A. Blanc.

Les problèmes mécaniques des ressorts réglants. — Andrade (J.) [*C. R.*, 174 (1922), 722]. — Note relative à l'évaluation de la précision que l'on peut espérer atteindre par l'emploi de spiraux cylindriques convenablement associés, pour réaliser l'isochronisme des vibrations des chronomètres à balancier rigide.

A. Blanc.

Les problèmes mécaniques des ressorts réglants. — Andrade (J.) [*C. R.*, 174 (1922), 982]. — Suite de la note précédente. L'auteur étudie, dans le cas d'un doublet de spiraux cylindriques à enroulements symétriques, de même matière et de même section et d'étendues angulaires presque égales, les frottements suivants : 1° le frottement sur la tête du pivot, né d'une pression génératrice dont la partie principale est le poids du balancier, cette partie principale étant, tour à tour, renforcée ou affaiblie par une pression longitudinale due à l'élasticité des deux spiraux associés ; 2° les frottements dus à l'ensemble des pressions complémentaires transverses exercées par les spiraux sur les viroles du balancier.

A. Blanc.

Les problèmes mécaniques des ressorts réglants. — Andrade (J.) [*C. R.*, 174 (1922), 1 144]. — Suite des notes précédentes et exemple numérique. L'emploi de spiraux associés, travaillant en sens inverse l'un de l'autre, permet d'espérer une atténuation sinon une compensation complète de leurs perturbations individuelles d'inertie. — A. Blanc.

Expériences relatives à la marche d'un pendule et d'un chronomètre, effectuées à Chamonix et à l'Observatoire du mont Blanc, du 1er août au 10 septembre 1921. — Lecarme (J.) [*C. R.*, 174 (1922), 1 413]. — Un pendule entretenu électriquement, transporté de Paris, où il battait la seconde, a subi un retard de 45 secondes par jour à Chamonix et un retard de 70 secondes par jour à l'observatoire du mont Blanc. Les valeurs correspondantes qu'on en déduit pour g sont 979,63 et 979,08 ; on en déduit, par extrapolation, pour le sommet du Mont Blanc la valeur 978,93. D'autre part, les chronomètres ont subi également un retard moyen de 30 secondes par jour, fait difficilement explicable qui fait l'objet de nouvelles expériences. — A. Blanc.

Nouveau chronomètre de marine à seconde centrale. — Ditisheim (P.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 5 (1923), 215-217]. — Description d'un chronomètre très perfectionné, dans lequel poussière et buée ne peuvent pénétrer et qui est composé de pièces interchangeables. L'aiguille des secondes est centrale, tandis que celles d'heures et de minutes sont dans un petit disque excentré où habituellement se trouve la trotteuse. Cet appareil est à échappement à détente, la fusée est supprimée. Sur le même bâti se trouve un autre chronomètre à échappement à ancre, dont le cadran est semblable au premier, mais la seconde y est divisée en cinq parties. On peut rendre plus fort que les autres le cinquième battement.

Ed. Salles.

Sur un chronographe astronomique de précision. — Abraham (H.) et Planiol (A.) [*C. R.*, 173 (1921), 1 333]. — Les horloges astronomiques battent en général les doubles secondes, de sorte que la détermination de l'époque d'un signal nécessite une interpolation à moins de 0,1 seconde près dans un intervalle de deux secondes ; les mouvements d'horlogerie utilisés pour l'entraînement de la bande de papier d'un chronographe ne donnent pas un mouvement d'une régularité suffisante pour que cette interpolation puisse se faire avec précision. Les auteurs proposent de fractionner le temps au moyen d'une horloge électrique auxiliaire qui batte les dixièmes et les demi-dixièmes de seconde, pendant deux secondes, et qui soit automatiquement remise à l'heure et relancée à chacun des battements de l'horloge astronomique fondamentale. Les secondes de l'horloge, les dixièmes et demi-dixièmes de seconde, ainsi que les « tops » des observations sont inscrits par un galvanomètre enregistreur, qui est un magnéto-oscillographe Abraham-Bloch. Les battements des dixièmes et vingtièmes de seconde sont produits au moyen d'un appareil à lampes amplificatrices fondé sur le même principe que le « multivibrateur ». Un chronomètre mécanique à entretien électrique a aussi été étudié. La précision de la lecture, avec ce dispositif, dépasse franchement le centième de seconde. — A. Blanc.

Principe et schéma du « chronographe imprimant à synchronisation géométrique ». — Lagrula (J.-P.) [*C. R.*, 173 (1921), 1 335]. — Principe d'un chronographe imprimant dont la particularité fondamentale est de ne comporter aucun organe de synchronisation et de ne pas exiger que le mouvement du papier soit rigoureusement uniforme, tout en assurant la lecture directe du temps jusqu'au centième de seconde. — A. Blanc.

Chronographe électrique enregistrant, en chiffres, le temps au centième de seconde. — Chrétien (H.) et Ditisheim (P.) [*C. R.*, 174 (1922), 999]. — Description d'un chronomètre imprimant électrique, composé de deux parties essentielles distinctes : un moteur électrique synchronisé imposant un mouvement de rotation bien uniforme à un arbre, sous le contrôle intermittent d'une horloge ou d'un chronomètre pourvus de contacts électriques ; un mécanisme imprimant, où le moteur synchronisé produit l'avance des tambours chiffrés, dont l'empreinte est prise en temps voulu à l'aide d'un mécanisme de frappe.

A. Blanc.

Un enregistreur de radiosignaux de temps. — Eckhardt (E.-A.) et Karcher (J.-C.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 150-151]. — Les auteurs décrivent ici un radio-enregistreur de signaux permettant d'enregistrer simultanément des radiosignaux de temps ou d'autres radiosignaux, et des signaux locaux. Cet appareil fournit un moyen d'obtenir simultanément les instants de divers phénomènes se produisant en des lieux différents, sans que des fils de connexion soient nécessaires. — L. Brüninghaus.

II. — MÉCANIQUE

Mécanique physique et mathématiques appliquées

La théorie des nombres. — Hardy (G.-H.) [*Nat.*, 110 (1922), 381-385]. — Cet article reproduit le discours présidentiel prononcé par l'auteur devant la section A de la *British Association* à Hull, le 8 septembre 1922. Le sujet est limité à l'exposé de quelques questions isolées, choisies tout à fait au hasard, parmi celles qui intéressent auteur et auxquelles il ne peut répondre, pas plus qu'aucun mathématicien.

1re question. — Quelle est la condition pour qu'un nombre soit la somme de deux cubes, et quel est le nombre de ses représentations? Les nombres $2 = 1^3 + 1^3$ et $9 = 2^3 + 1^3$ répondent à la condition posée, tandis que 3 et 4 ne sont pas dans ce cas. Cette forme particulière est exceptionnelle. Le nombre de cubes compris entre 0 et 1 000 000 est égal à 100, et il ne peut y avoir, dans ces limites, plus de 10 000 nombres, c'est-à-dire le centième du tout, qui soient de la forme proposée. La densité de la distribution de tels nombre tend vers zéro lorsque la limite supérieure de la suite de nombres considérée tend vers l'infini. La question posée revient à la suivante : Y a-t-il un criterium simple permettant de distinguer ces nombres, égaux à la somme de deux cubes? Jusqu'ici un tel criterium n'a pas été signalé.

2 et 9, avons-nous dit, sont des sommes de deux cubes ; ils peuvent être mis sous cette forme d'une seule manière. Il y a des nombres, au contraire, exprimables comme somme de deux cubes de différentes façons. Par exemple, le plus petit est $1729 = 12^3 + 1^3 = 10^3 + 9^3$. Il est plus difficile de trouver un nombre à *trois* représentations ; voici le plus petit :

$$175\,959\,000 = 560^3 + 70^3 = 552^3 + 198^3 = 525^3 + 315^3.$$

Le nombre $19 \times 363\,510^3$ admet *quatre* représentations ; mais on ne peut affirmer qu'il soit le plus petit. Quoiqu'aucun nombre admettant plus de quatre représentations n'ait été calculé, la théorie montre qu'on en peut trouver qui possèdent un nombre de représentations égal à cinq, six, etc.

Les réponses à des questions de même nature en ce qui concerne les carrés

ont été apportées depuis longtemps par Euler et par Gauss ; elles appartiennent au domaine des mathématiques classiques.

2e question. — Parmi tous les grands nombres y en a-t-il qui soient la somme de cinq cubes ? Il y a là un autre problème particulièrement difficile. Les deux nombres 23 et 239 peuvent se mettre sous la forme d'une somme de neuf cubes ; il semble qu'il y ait juste quinze nombres, dont le plus grand est 454, qui se décomposent en huit cubes, et 121 nombres dont le plus grand est 8042, qui se décomposent en sept ; et l'évidence suggère fortement que les nombres à six cubes finissent aussi par disparaître. On ne sait rien encore concernant les nombres à cinq cubes.

3e question. — Le nombre $2^{137}-1$ est-il premier ? Ce problème est du ressort de la théorie des nombres *parfaits* (nombres égaux à la somme de tous leurs diviseurs, comme 6 et 28). Euclide a montré que le nombre $2^m(2^{m+1}-1)$ est parfait si le second facteur est premier ; et Euler, 2000 ans plus tard, a établi que tous les nombres parfaits *pairs* sont de la forme d'Euclide. On ne sait pas encore si un nombre parfait peut être impair.

Il serait évidemment très intéressant de savoir en général dans quelles circonstances un nombre de la forme 2^n-1 est premier. Il est clair que ceci ne peut avoir lieu que si n est lui-même premier, car autrement des facteurs évidents apparaissent ; et l'exposant 137 de la question posée correspond à la plus petite valeur de n pour laquelle il y a doute.

4e question. — Y a-t-il une infinité de nombres premiers de la forme n^2+1 ?

5e question. — Y a-t-il une infinité de paires de nombre premiers de la forme $p, p+2$?. — L. Brüninghaus.

Le théorème d'expansion de Heaviside. — **Cohen (L.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **194** (1922), 765-770]. — Heaviside a énoncé un théorème, appelé par lui « théorème d'expansion », qui est de grande utilité dans la résolution de nombreux problèmes électriques, en tant qu'il apporte aux calculs une simplification considérable dans bien des cas. La raison pour laquelle cet important théorème n'est pas aussi connu et employé qu'il le mérite est peut être due à ce que la façon dont Heaviside l'établit est assez difficile à suivre. L'auteur de cette note s'est simplement proposé de vulgariser sur des exemples usuels l'emploi des méthodes de calcul de Heaviside. Le lecteur désireux de s'initier à ces méthodes le fera facilement sur les exemples choisis. — L. Brüninghaus.

Démonstration d'un théorème dû à Heaviside. — **Lorentz (H.-A.)** [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 8 (1922), 333-338]. — L. Brüninghaus.

Le théorème de Poisson et le théorème de Green dans une multiplicité n de Riemann supposée de la nature de l'espace ou de la nature de l'univers. — **Mc Aulay (A.)** [*Phil. Mag.*, 46 (1923), 146-155]. — Considérations mathémathiques. — A. Foch.

La fonction unité et la fonction pulsatoire unité de Heaviside. — **Press (A.)** [*Electrician*, **87** (1921), 376-377]. — Dans un exposé de l'algèbre généralisée d'Heaviside que celui-ci emploie dans sa « Théorie électromagnétique », l'auteur du présent article avait eu déjà l'occasion d'en référer à la fonction unité d'Heaviside ; comme, en analyse symbolique, on désire souvent exprimer les divers types de fonctions en utilisant de telles fonctions unité, l'auteur en définit deux. Il considère d'abord les expressions $J = x^m$ et $U = x^{dm}$; on peut définir la fonction unité d'Heaviside U comme la forme limite que prend la première quand m

approche de zéro à partir de valeurs positives seulement. Si on trouve les courbes représentées par $y = x^n$ en tenant compte de la condition d'exclusivité exprimée, on voit que les courbes à considérer seulement sont toutes dans le premier quadrant. La courbe limite représentant la fonction unité implique l'idée d'une continuité et non pas d'une infinité de points discontinus; pour clarifier sa pensée, l'auteur donne, comme exemple d'une ligne constituée par une infinité de points dispersés, le théorème tendant à établir que la somme de deux côtés d'un triangle égale le troisième, et dans lequel on prend indéfiniment les milieux des trois côtés. En résumé, il ne saurait y avoir de branche négative dans la courbe $y = x^0 = U = f(x) = x^{dm}$, l'indice zéro impliquant que m approche de zéro par valeurs positives. (On peut écrire dm si l'on veut). Si on intègre, on a $\int y dx = x$ et l'auteur montre pourquoi il n'est pas nécessaire d'introduire de constantes d'intégration. C'est là une particularité intéressante de l'algèbre d'Heaviside de ne nécessiter jamais les constantes d'intégration usuelles; cela apporte une grande simplicité à son analyse symbolique. L'auteur développe ensuite la série usuelle $\sin ax = \ldots$ et cherche, partant du principe que tout phénomène physique comporte un état initial, à développer $\sin ax$ en fonction de la fonction unité $U = x$. Il produit ainsi deux formes originales de $\sin ax$, utiles à considérer lorsqu'on a affaire aux fonctions de Bessel. — P. V.

Sur les solutions immédiates de quelques problèmes dynamiques. — Gray (A.) [*Nat.*, 109 (1922), 645-647]. — Tandis qu'une branche de la science se développe, et que ses principes deviennent plus familiers aux esprits des chercheurs, beaucoup de faits à allure tout d'abord mystérieuse deviennent simples et clairs, et il est possible de trouver de certains théorèmes une preuve si évidente et brève, que le terme d'*intuitifs* (au sens réel du mot) peut leur être appliqué.

Par exemple, le théorème de Gauss, dont les applications en électricité sont si nombreuses, peut être très simplement employé pour la démonstration immédiate de divers théorèmes, dont la démonstration par une autre méthode est plus ou moins laborieuse. On peut citer notamment : 1° la loi de Newton d'attraction universelle, dans le cas de corps sphériques (chacun agit, à l'extérieur, comme si toute la substance de la sphère était réunie en son centre); 2° le calcul de l'attraction mutuelle de deux hémisphères.

De même, la méthode des points réciproques permet de calculer aisément le potentiel gravifique dû à un ellipsoïde en un point extérieur, ainsi que le champ gravifique en ce point. — L. Brüninghaus.

Solution immédiate des problèmes dynamiques. — Greenhill (G.) [*Nat.*, 109 (1922), 778]. — L'auteur démontre ici, par une méthode dite élémentaire, les théorèmes relatifs à la gravitation d'une sphère, pour une portion quelconque d'une surface sphérique, avant de considérer le résultat pour une sphère complète. — L. Brüninghaus.

Exemples de mouvements qui ont une vitesse terminale. — Raymond (W.-J.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 550]. — L'auteur choisit trois mouvements rectilignes, impliquant l'existence d'une force motrice constante et soit une résistance soit une inertie croissante. Les vitesses sont :

$$v = c\,(1 - e^{-kt}) \qquad (1)$$

$$v = c \operatorname{tangh}(kt) \qquad (2)$$

$$v = ct\,(k^2 + t^2)^{-1/2}. \qquad (3)$$

La vitesse terminale est, dans les trois cas, égale à c. On a construit le modèle mécanique correspondant. C'est un volant massif, tiré par un poids descendant, dont la vitesse peut être retardée par quatre procédés :

a) Par un frein électromagnétique, donnant une résistance proportionnelle à la vitesse ; b) par un frein mécanique, produisant une résistance proportionnelle au carré de la vitesse ; c) par un accroissement du moment d'inertie du volant, obtenu au moyen de masses mobiles suivant les rayons ; d) par enroulement de la corde tirante autour d'un arbre portant un filet de vis, dont le rayon est déterminé en chaque point de façon à diminuer à mesure que la vitesse du poids moteur augmente.

La méthode a) illustre par analogie l'augmentation de l'intensité d'un courant électrique dans une bobine d'inductance constante lorsqu'elle est connectée avec une batterie. Dans les trois types de mouvement, le modèle montre le partage de l'énergie potentielle initiale du poids tracteur entre l'énergie cinétique, l'énergie potentielle acquises par le système, et la chaleur perdue par lui. L'accord s'est montré satisfaisant entre les mesures et les résultats de l'analyse mathématique.

L. Brüninghaus.

Somme des séries de cosécantes. — Watson (G.-N.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 577-581]. — Calcul des valeurs asymptotiques des séries

$$\sum_{1}^{n-1} \operatorname{cosec}^{p} \frac{m\pi}{n},$$

où p est un nombre impair et n, un entier très grand. — A. Foch.

Tables de la fonction de Bessel $I_n(x)$. — Wrinch (H.-E.-H.) et Wrinch (D.-M.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 846-849]. — Tables des valeurs de $I_n(x)$ pour $n = 0, 1, \dots 6$ et $x = 5, 6, 7\dots 15$; indications sur les intermédiaires numériques.

A. Foch.

Quelques approximations relatives aux fonctions hypergéométriques. — Wrinch (D.-M.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 818-827]. — Mémoire d'ordre mathématique. — A. Foch.

Tables de la fonction gamma incomplète. — Pearson (K.) [*Nat.*, 110 (1922), 669]. — Rectification d'une erreur. — L. Brüninghaus.

Quelques intégrales que l'on rencontre dans la théorie de la diffusion des mélanges gazeux. — Hayashi (T.) [*Tohoku. Math. Journ.*, 21 (1922), 355-359]. — Calculs conduisant à l'expression mathématique de la loi de la diffusion dans les cas d'un mélange de deux ou de plusieurs gaz.

Mg. J. Rivière.

Intégration approchée des équations différentielles des couches de passage laminaires. — Polhausen (K.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 1 (1921), 252-268].

Sur les racines des équations caractéristiques dans les problèmes de vibration. — Pick (G.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 353-357].

A. Foch.

Intégraphes pour équations différentielles. — Pascal (E.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 232-243]. — Soit un cadre ABCD, mobile sur roulettes M et N ; sur les côtés A B et C D peuvent se déplacer deux chariots (H, chariot intégral ; G, chariot différentiel) portant chacun un crayon ; ces deux chariots sont unis par une barre

E F, dont la forme varie suivant l'équation à intégrer (linéaire, de Riccatti, d'Abel, etc.).

Voyons par exemple le cas de l'équation linéaire qui peut s'intégrer avec une barre E F rectiligne. Soit à intégrer l'équation à coefficients constants :

$$ay' + y = Q(x) \tag{1}$$

Traçons, rapportée aux axes Ox, Oy, la courbe

$$y_1 = Q(x).$$

Fixons la barre G H, de façon qu'elle fasse un angle invariable avec les côtés du cadre ; déplaçons ce dernier parallèlement à Ox et faisons décrire au crayon de G la courbe $y_1 = Q(x)$. Soit $y(x)$ la courbe décrite par le crayon du chariot intégral. On a :

$$y' = \text{tg}(\alpha - \beta) = \text{tg}\,\alpha$$

puisque ici l'angle de la tangente en H à la barre F E avec la droite H G est nul.

Donc

$$y' = \frac{Q(x) - y}{a} \tag{2}$$

ce qui prouve que $y(x)$ est bien une intégrale de (1).

Fig. 1

En fixant la barre E F à l'un ou à l'autre des points G et H et en lui donnant une forme convenable (spirale logarithmique, cercle, etc...), on peut intégrer graphiquement toute équation de la forme

$$y' = \frac{Q(x) - y - aF[Q(x) - y]}{a + [Q(x) - y]\,F'[Q(x) - y]}.$$

D'autres mémoires suivront, relatifs à d'autres types d'intégraphes.

A. Foch.

Intégraphes pour équations différentielles. — Pascal (E.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 253-277]. — L'intégraphe de Pascal comprend essentiellement un cadre rectangulaire sur deux côtés opposés desquels se déplacent deux chariots reliés par une tringle, l'un des chariots est le chariot intégrateur, l'autre le chariot différentiel.

Par un choix convenable de la forme de la tringle on peut tracer les courbes suivantes : exponentielle, chaînette, sinus et cosinus hyperboliques ; on peut intégrer l'équation différentielle linéaire à coefficients constants du n^e ordre, etc..

Une modification de l'appareil permet de résoudre les divers problèmes de la balistique extérieure. Enfin, par l'emploi de deux chariots différentiels, on peut effectuer les quadratures de la forme

$$y = \int^x f(x)\,F(x)\,\mathrm{d}x$$

et, par l'opération inverse, résoudre l'équation intégrale de Volterra, etc...

Le coût de ces appareils est minime (de l'ordre de 500 lires), ce qui n'est pas à dédaigner, étant donné que certains dispositifs concurrents arrivent à coûter dix fois plus. — A. Foch.

Intégraphes pour équations différentielles. — Pascal (E.) [*Zeits. f. Inst.* **42** (1922), 300-311]. — Suite de la première partie du mémoire.

En établissant une liaison convenable par systèmes articulés entre le chariot intégral et le chariot différentiel de l'intégrateur précédent, on peut intégrer l'équation différentielle linéaire à coefficient arbitraire ; on peut aussi tracer une courbe intégrale de l'équation intégrale de première espèce de Volterra.

D'autres instruments sont également possibles :

1° On peut supprimer un des côtés du rectangle et remplacer le chariot correspondant par un simple crayon fixé sur la tige de liaison. On obtient ainsi l'appareil représenté en fig. 1. Si, en déplaçant le cadre A B parallèlement à une direction donnée, on fait décrire à P une courbe dont l'ordonnée est $y = \psi(x)$, on vérifie aisément qu'une roulette fixée au chariot C décrira une intégrale de l'équation

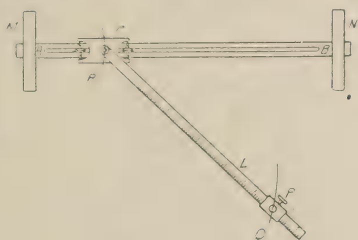


Fig. 1.

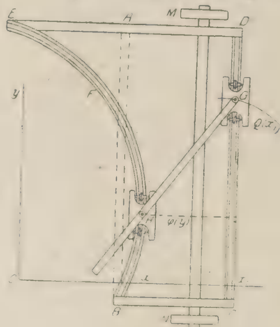


Fig. 2.

$$y + \frac{ry' - s}{\sqrt{1 + y'^2}} = Q\left(x + \frac{r + sy'}{\sqrt{1 + y'^2}}\right)$$

en posant

$$L \cos \alpha = r, \qquad L \sin \alpha = s$$

et α étant l'angle de la roulette avec la tige L.

2° On peut enfin remplacer (fig. 2) un des côtés rectilignes du rectangle par une courbe convenable d'équation $y = \psi(x)$.

Si le chariot G décrit la courbe $y = \psi(x)$ le chariot intégral H décrira la courbe intégrale de

$$y = \varphi(y)\frac{m + y'}{my' - 1} + Q[x + \varphi(y)].$$

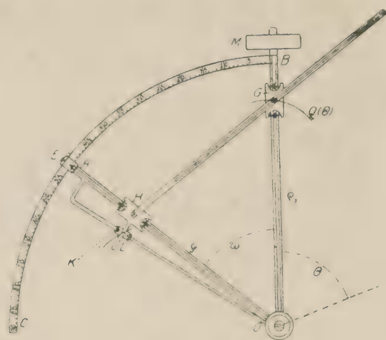
quand la liaison entre les deux chariots est établie par une tige rectiligne. L'emploi d'une tige courbe ou d'un système articulé permet l'intégration d'autres types d'équations.

Ce genre d'intégraphes offre d'ailleurs l'inconvénient d'exiger un appareil différent pour chaque type d'équation.

Deuxième partie :

Intégraphes polaires. — Les appareils de ce type comprennent essentiellement un secteur circulaire O A B reposant sur la planche à dessin par une pointe O

faisant point fixe, par la roulette K du chariot intégral (qui se déplace sur le rayon OA) et par la poulie M. Fixons OA sur le cercle AB par la vis E ($BOA = \omega$) et soit $\rho = Q(\Theta)$ l'équation polaire de la courbe décrite par le crayon du chariot différentiel G. H et C sont reliés par une tige rectiligne [Fig. 3].



Soient φ et φ_1 les angles de cette roulette et de la droite HK ave c la normale au rayon vecteur OH ; soit enfin α l'angle fixe de la roulette avec la droite HK.

On a

$$\varphi = \varphi_1 + \alpha \qquad \operatorname{tg} \alpha = m$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{d\rho}{\rho d\Theta}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\rho - Q(\Theta) \cos \omega}{Q(\Theta) \sin \omega}.$$

$$\frac{\rho^2 + m\rho\rho'}{\rho'(m \cos \omega + \sin \omega) - \rho(m \sin \omega - \cos \omega)} = Q(\Theta).$$

Telle est l'équation différentielle la plus générale que l'on peut intégrer avec cet appareil ; donnant à ω la valeur $\frac{\pi}{2}$, on est ramené à l'équation

$$d\rho = - d\Theta\, Q(\Theta)$$

qui permet l'intégration graphique ; en donnant à α et à ω des valeurs convenables on peut intégrer diverses équations différentielles, l'équation de Bernouilli, etc.

A. Foch.

Intégraphes pour équations différentielles (*suite et fin*). — Pascal (E.) [*Zeits. f. Inst.*, 42 (1922), 326-337]. — L'intégraphe polaire à tige rectiligne décrit ci-dessus permet de tracer la courbe

$$\rho = - e^{\operatorname{cotg} \omega \Theta}\, \Theta \left[\sin \omega \int e^{-\operatorname{cotg} \omega \Theta} Q(\Theta)\, d\Theta + c\right]$$

avec ses cas particuliers : spirale logarithmique et ses conchoïdes [$Q(\Theta) = a$], spirale d'Archimède, etc.

Il donne les intégrales elliptiques de 1re et 2e espèce, ainsi que l'intégrale balistique

$$B_n = \int_0^\Theta \frac{d\Theta}{\cos^n \Theta}.$$

Enfin il se prête au calcul des racines des équations algébriques.

On se reportera au mémoire pour ces diverses applications.

A. Foch.

Nouveaux intégraphes. — Galle (A.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 458-466]. — Résumé des articles sur le même sujet parus dans *Zeits. f. Inst.*, 42 (1922) et analysés ci-dessus. — A. Foch.

La résolution des équations différentielles par machines à intégrer au moyen de diagraphes mobiles. — Knorr (U.) [*Elektr. Kraftbetr. u. Bahn.*, **19** (1921), 273-276; 285-288]. — L'appareil décrit dans cet article, avec schémas et dessins et leurs notes explicatives respectives, a pour but de résoudre de la manière la plus simple, par une méthode graphique, les équations différentielles de l'ordre suivant :

$$m\frac{d^2 s}{d t^2} = F_1\left(\frac{d s}{d t}\right), \quad m\frac{d^2 s}{d t^2} = F_2(s), \quad m\frac{d^2 s}{d t^2} = F_1\left(\frac{d s}{d t}\right) + F_3(s),$$

$$m\frac{d v}{d t} = F_1(v), \quad m\frac{d^2 s}{d t^2} = F_3(t), \quad m\frac{d^2 s}{d t^2} = F_1\left(\frac{d v}{d t}\right) + F_3(t),$$

$$m\frac{d v}{d t} = F_1(v) + F_3(t),$$

$$m\frac{d^2 s}{d t^2} = F_2(s) + F_3(t), \quad m\frac{d^2 s}{d t^2} = F_1\left(\frac{d s}{d t}\right) + F_2(s) + F_3(t).$$

Dans ses parties essentielles, l'appareil utilisé est du modèle des intégraphes et comporte des rouleaux montés sur des axes commandés à la main; par des engrenages à manivelle, ou par le cordon d'un poids tenseur agissant en même temps sur des bielles de commande de roulettes traçantes, les tambours étant animés d'un mouvement hélicoïdal à pas constant ou variable; les planchettes sur lesquelles sont tracées les courbes, à l'échelle choisie pour les constantes données, sont munies de réglettes à curseurs de commande correspondant à chaque nature des variables indiquant les longueurs d'abscisses et d'ordonnées des courbes à tracer ; l'une des planchettes comporte les courbes des fonctions arbitrairement choisies dans l'équation différentielle à résoudre, et l'autre sert au tracé par transformation graphique de la courbe représentative de l'équation différentielle résolue. — S.

Sur l'emploi du papier logarithmique dans l'intégration de l'équation différentielle $y' = f(x, y)$. — Schreiber (P.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 200-207]. — Soit à résoudre graphiquement l'équation $y' = f(x, y)$. La première idée qui se présente est de placer dans un plan un nombre suffisant de points (de coordonnées x et y) avec les tangentes correspondantes données par l'équation précédente ; pour obtenir l'intégrale passant par un point déterminé, on trace ensuite une courbe en se laissant guider par les tangentes aux points du plan voisin. La méthode proposée par l'auteur revient en principe à la précédente, à part qu'elle exige trois graphiques préparatoires avant que soit obtenu le graphique ci-dessus.

A. Foch.

Sur la méthode de corrélation. — Riebesell (P.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 195-199]. — L'auteur complète une théorie développée par Gravelius [*Zeits. f. Ang. Math.*, **1** (1921), 199-205] et indique le rapport entre le point de vue de ce dernier travail et les idées couramment adoptées en statistique mathématique. Il s'agit de la méthode à suivre pour déduire, d'une série d'observations, les coefficients de corrélation entre deux variables pour lesquelles on ne peut trouver une loi simple de la forme $y = f(x)$. Une courte note de M. Gravelius suit cet exposé. — L. Brillouin.

Quelques expériences sur les impacts. — Okubo (J.) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **11** (1922), 455-461]. — Si deux sphères de la même substance et de masses égales se choquent avec la même vitesse, le coefficient de restitution e

diminue d'abord rapidement, lorsque la vitesse juste avant l'impact augmente, puis, pour des valeurs plus grandes de la vitesse, il diminue plus lentement, et suivant une loi linéaire. La durée du contact entre les sphères qui se choquent diminue également, à mesure qu'augmente la vitesse avant le choc. Parmi les métaux étudiés, la durée de l'impact, pour des conditions données, est la plus grande dans le cas du plomb, la plus petite pour le fer.

Avec une sphère d'acier choquant une paroi plane et fixe, on constate que le volume de l'empreinte croît proportionnellement à l'énergie cinétique de la sphère juste avant le choc. La perte d'énergie au cours de l'impact est proportionnelle au volume de l'empreinte, ce qui se conçoit ; d'après Lord Rayleigh, la dissipation d'énergie durant l'impact est due à deux causes : *a*) le travail de déformation et *b*) la production de son. Ce dernier effet est évidemment très petit par rapport au premier. — L. Brüninghaus.

Une illustration expérimentale de la conservation du moment angulaire. — **Searle (G.-F.-C.)** [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 21 (1922), 75-79]. — Une planchette suspendue par son centre de gravité porte une réglette mobile autour de son point milieu ; ce point est lui-même fixé sur la planchette à une certaine distance du centre de gravité sur l'un des axes de symétrie.

Tout le système est d'abord immobile, puis, grâce au déclanchement d'un ressort, on met la réglette en rotation : le système se met alors à tourner autour de l'axe de suspension. L'angle θ dont a tourné l'ensemble du système est lié à chaque instant à l'angle φ dont a tourné la réglette par la relation :

$$\frac{\theta}{\varphi} = \frac{K'}{K}$$

où K' est le moment d'inertie de la réglette par rapport à son centre et K celui de tout le système par rapport au point de suspension. Cette relation est une conséquence de la conservation du moment angulaire qui, nul au début, doit rester nul. K et K' se déterminent en mesurant les durées d'oscillation du système entier et de la réglette isolée autour de leur centre de gravité. La mesure des angles θ et φ a permis une bonne vérification de l'équation fournie par la dynamique.

L. de Broglie.

Le calcul des centres de gravité. — **Gray (J.-G.)** [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 247-252]. — Méthode de détermination des centres de gravité revenant à considérer ceux-ci comme centres de flottaison. Application à divers cas particuliers.

A. Foch.

Recherches sur les mécanismes à leviers roulants. — **Alt (H.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 187-194]. — L'auteur nomme ainsi les mécanismes où le déplacement des organes menés est défini au moyen de deux courbes au contact se mouvant l'une par rapport à l'autre.

Les distributions à soupapes des machines alternatives à vapeur en sont l'application la plus importante. Or, pour éviter l'usure des deux surfaces matérialisant les courbes, il est indispensable que ces deux surfaces roulent sans glisser l'une sur l'autre. En d'autres termes, l'une sera la roulette de l'autre ; ce qui permet leur détermination, moyennant quelques hypothèses supplémentaires sur le mouvement de l'une d'elles.

L'auteur examine les cas où l'une des courbes est telle qu'un point invariablement lié à cette courbe décrit un cercle, une droite ou une courbe quelconque ; il indique dans ce dernier cas le moyen pratique de tracer les cames matérialisant les roulettes. — A. Foch.

Obtention graphique de l'accélération dans les mécanismes guidés. — Pöschl (Th.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 128-136]. — 1. *Principe de la méthode.* — On détermine graphiquement l'accélération de deux points d'une partie rigide du mécanisme ; les accélérations des autres points de la partie rigide se déterminent par le théorème de Mehmke.

2. *Application de la méthode à divers cas particuliers.* — A. Foch.

A propos de l'engrenage hyperboloïdique. — Stübler (E.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 429-446]. — Disteli [*Zeits. f. Math. u. Phys.*, 59 (1911), 244] avait étudié les engrenages hyperboloïdiques dont les dents sont constituées par des surfaces réglées *non* développables, se touchant suivant une génératrice. Or, quand la surface réglée est développable, on n'a nullement affaire à un cas particulier de l'étude précédente, deux génératrices voisines d'une surface non développable n'ayant en effet aucun point commun. Aussi est-il bon d'étudier spécialement l'engrenage à denture développable. L'auteur établit les propriétés suivantes :

1° La surface d'engrènement, c'est-à-dire le lieu, dans l'espace fixe, des lignes de contact peut s'obtenir, par des constructions simples, dans le cas des surfaces développables.

2° A chaque engrenage hyperboloïdique à engrènement rectiligne correspond un engrenage conique, obtenu en menant par un point fixe des parallèles aux axes des raies et aux génératrices de la surface d'engrènement ; inversement, étant donné un engrenage conique, on peut en déduire un engrenage hyperboloïdique et un engrenage à flancs développables.

3° Dans le cas le plus général, où le contact des dents a lieu suivant une ligne courbe, se pose le problème de trouver les profils des flancs correspondant à une surface d'engrènement donnée. Or les courbes qui, pendant le mouvement, sont continuellement en contact glissant, ont la propriété fort importante de pouvoir être étudiées indépendamment des flancs, alors que l'engrènement des autres courbes dépend de la forme des parties voisines des flancs.

Etude d'ordre surtout mathématique, où la partie technique est pratiquement laissée dans l'ombre. — A. Foch.

Détermination chronophotographique des trajectoires. — Dunoyer (L.) [*Rev. d'Opt.*, 1 (1922), 65-75 ; 105-120]. — La photographie d'un projectile muni d'une cartouche éclairante, soit dans l'ogive, soit au culot, permet d'obtenir en une seule expérience des données complètes sur une trajectoire, ou un arc étendu de trajectoire, dans des conditions atmosphériques qui peuvent être rigoureusement déterminées.

La méthode repose sur la comparaison des clichés obtenus en deux stations munies de deux appareils photographiques exactement repérés l'un par rapport à l'autre, au point de vue de leurs positions et de l'orientation de leurs axes optiques ; les plaques, d'autre part, sont rigoureusement verticales. Les objectifs étant démasqués d'une façon permanente pendant le tir, la trajectoire s'inscrit sur chacune des plaques ; elle est étalonnée en temps par les interruptions que produit le passage devant l'objectif des secteurs pleins d'un disque tournant.

Grâce à cet étalonnage, il est facile de trouver les points qui, sur les deux images, correspondent à une même position du projectile dans l'espace. Des mesures micrométriques faites sur les plaques permettent ensuite de déterminer les coordonnées photographiques de ces positions de 0,1 en 0,1 seconde par exemple ; on en déduit facilement les coordonnées réelles d'un point quelconque de la trajectoire, rapportées à un système d'axes rectangulaires.

L'auteur indique les considérations qui doivent guider dans le choix des objectifs photographiques, des vitesses de rotation et des dimensions des disques tournants à secteurs. Il donne les résultats obtenus pour les trajectoires d'un canon de 37 mm et discute la précision obtenue. Il est possible, avec un appareillage simple, de connaître, pour toute position du projectile, la durée du trajet à 1/300 près au moins, et les cotes du projectile à 0,50 près pour un arc de 3 000 m environ. Comparaison des trajectoires de l'obus d'acier et de l'obus traceur.

MG. J. RIVIÈRE.

Sur une propriété des trajectoires en balistique. Application à l'intégration des équations du mouvement. — Popoff (K.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **1** (1921), 96-106]. — Le problème principal de la balistique extérieure consiste à déterminer le mouvement d'un point matériel pesant lancé à partir d'une position donnée, avec une vitesse initiale donnée, dans une atmosphère résistante. Bien entendu, on peut, pour réduire le problème à deux dimensions, se contenter d'étudier les trajectoires situées dans un même plan vertical. L'auteur donne une manière particulière de traiter ce problème par approximations successives, en faisant sur la loi de résistance de l'air la seule hypothèse qu'on peut développer la force résistante en série ordonnée suivant les puissances de la vitesse.

Le principal résultat mis en évidence par l'auteur et sur lequel il insiste, est le suivant. Si, à partir d'une même position initiale, on lance le point pesant avec une vitesse initiale v_o, toujours la même en grandeur, mais faisant avec le plan horizontal des angles de tir variables, toutes les trajectoires obtenues sont *en affinité :* choisissant pour chaque trajectoire des axes de coordonnées (obliques) qui sont la tangente initiale et la verticale, les trajectoires ont toujours la même équation, les coordonnées du mobile s'exprimant par les mêmes fonctions du temps.

Cette « affinité des trajectoires » est *rigoureuse* (et d'ailleurs évidente) dans le cas d'une loi de résistance proportionnelle à la vitesse : cela tient à ce qu'avec le choix d'axes fait dans chaque cas, les équations différentielles du mouvement et les conditions initiales sont toujours les mêmes, quel que soit l'angle de tir. L'affinité n'est qu'*approximative* pour une loi de résistance quelconque, mais elle est très approchée pour la partie initiale et pour la partie finale des trajectoires ; ce n'est que pour la partie médiane, aux environs du sommet, qu'elle cesse d'être pratiquement valable. — H. VERGNE.

Principes de balistique interne. — Proudman (J.) [*Proc. Roy. Soc.*, **100** (1921), 289-305]. — Traité des méthodes employées dans la détermination des vitesses de combustion des explosifs et des équations mathématiques relatives au mouvement du projectile dans le canon. — MG. J. RIVIÈRE.

L'origine des perturbations du mouvement initial d'un obus. — Fowler (R.-H.) et Lock (C.-N.-H.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **20** (1921), 311-320]. — Les projectiles lancés par des armes rayées éprouvent immédiatement au sortir du canon des oscillations de leur axe autour de la tangente à la trajectoire, oscillations dont la cause est mal connue. On peut chercher cette cause dans les variations de la pression des gaz et dans une dyssymétrie de la gaîne de gaz qui entoure l'obus au départ, ou bien dans les vibrations du tube du canon. Il résulte de mesures faites pendant la guerre par les auteurs que, tout au moins dans les circonstances où ils opéraient, la deuxième de ces causes était prédominante.

R. THIRY.

Rendement organique des moteurs à combustion interne. — Planiol (A.) [*C. R.*, **174** (1922), 663]. — La mesure du rendement organique se fait, pour les machines à vapeur à piston, en déterminant soit la différence de la puissance indiquée et de la puissance effective sur l'arbre, soit la valeur de la puissance indiquée en marche à vide. Ces deux méthodes sont inapplicables dans le cas des moteurs à combustion interne. Une méthode nouvelle a été proposée, dans laquelle on suppose que le couple résistant dû aux frottements est une fonction linéaire de la pression moyenne au diagramme développé. Les recherches de l'auteur lui ont montré la nécessité d'introduire dans le calcul deux autres facteurs : les effets d'inertie des pièces à mouvements alternatifs et les pertes causées par les résistances à l'écoulement des gaz de l'atmosphère dans le cylindre et inversement. Il donne la forme générale du calcul du rendement basé sur la mesure du couple résistant du moteur entraîné par une énergie étrangère, faite dans les deux conditions suivantes : 1° le cylindre étant en libre et constante communication avec l'atmosphère ; 2° le moteur aspirant, comprimant, détendant et évacuant de l'air.

A. Blanc.

Etude des pertes par frottement dans les moteurs à combustion interne. — Planiol (A.) [*C. R.*, **174** (1922), 860]. — Etude entreprise dans l'espoir de dégager une loi régissant les variations des frottements internes des moteurs à combustion en fonction de la pression moyenne au diagramme indiqué. Il en résulte que le couple résistant de frottement du moteur, exprimé en kilogrammètres, peut être mis sous la forme :

$$C_f = C_{im} (\alpha + \beta \, \Pi)$$

où C_{im} est le couple moteur indiqué maximum, en kilogrammètres ; Π, la pression moyenne au diagramme indiqué ; α et β, deux constantes dont les valeurs ont été trouvées égales à 0,114 et 0,032 pour l'un des deux moteurs étudiés, à 0,115 et 0,033 pour l'autre, concordance d'autant plus remarquable que le second moteur présentait des frottements anormaux.

La loi précédente permet de calculer le rendement organique des machines à combustion *sans avoir directement recours à l'indicateur*. Il est vrai que la méthode considérée nécessite aussi l'emploi de l'indicateur, mais dans des conditions de précision infiniment plus favorables que dans le calcul des pertes par différence entre le travail indiqué et le travail effectif. — A. Blanc.

Sur les oscillations des systèmes électriques ou mécaniques sous l'action d'une force périodique. — Herlitz (J.) [*Gen. Electr. Rev.*, **25** (1922), 686-689]. — Méthode originale d'intégration de l'équation fondamentale des oscillations forcées d'un système oscillant soumis à une force périodique.

G. Hache.

Sur la théorie des petites oscillations. — Courant (R.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 279-285]. — Soit un système effectuant de *petites* oscillations autour d'une position d'équilibre stable. S'il a n degrés de libertés, par un choix convenable des variables, on peut ramener les équations des oscillations à prendre la forme

$$\frac{d^2\eta_i}{dt^2} + \lambda_i \eta_i = 0 \qquad (i = 1, 2 \ldots, n).$$

Il suffit de mettre l'énergie potentielle sous la forme $U = \Sigma \lambda_i \eta_i^2$ et l'énergie cinétique, sous la forme $T = \Sigma \eta_i'^2$, ce que la théorie des formes quadratiques

rend possible. La quantité $\sqrt{\lambda_i}$ représente la pulsation d'un des sons propres du système. On supposera

$$\lambda_r \leq \lambda_{r+1}.$$

Cherchons à rendre U minimum, les η_i étant assujettis à la condition

$$G = \Sigma \eta_i^2 = 1$$

et à $p - 1$ autres conditions.

On peut annuler η_i pour $i > p$; on calculera ensuite les p autres η. On a visiblement

$$U \leq \lambda_p [\eta_1^2 + \ldots] = \lambda_p.$$

Donc le minimum de U est au plus égal à λ_p. Mais on peut choisir les $p - 1$ autres conditions de façon que

$$\eta_i = 0 \qquad (i \leq p - 1) \qquad \text{et alors} \qquad U_{min} = \lambda_p.$$

Donc *le p^{ieme} son propre du système est le plus élevé des sons partiels qui puissent se produire quand on impose p liaisons.*

Relions maintenant au système S un système S' par r liaisons, *les fréquences* $\nu_1 \ldots \nu'_{n-r}$ *du système total sont au moins égales aux fréquences* $\nu_1 \ldots \nu_{n-r}$ *du système* S *et au plus égales aux fréquences* $\nu_{r+1} \ldots \nu_n$ *du système* S (1).

Augmentons maintenant l'inertie de chacune des parties du système. Comme la fonction G reste égale à 1, il faut diminuer les λ dans U; donc *une augmentation de l'inertie ne peut accroître la hauteur des divers sons du système*; de même *une augmentation des tensions ne peut diminuer la hauteur.*

En remplaçant les sommes par des intégrales, on peut étendre ces résultats aux systèmes à un nombre infini de degrés de libertés (cordes non homogènes).

A. Foch.

Note sur les vibrations amorties. — Rowell (H.-S.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 284-285]. — Etude du mouvement d'un corps mobile sur une droite, soumis à l'attraction d'un point proportionnellement à la distance et à un frottement constant.

L'équation du mouvement étant

$$mx'' + cx \pm F = 0,$$

on trouve :

$$X = A \cos\left(\frac{ct}{\sqrt{m}} + \varepsilon\right),$$

A étant une quantité constante quand t varie de $k\frac{\pi\sqrt{m}}{c}$ à $(k+1)\frac{\pi\sqrt{m}}{c}$ et diminuant de $\frac{4F}{c^2}$ quand t passe par la valeur $k\frac{\pi\sqrt{m}}{c}$, k étant un entier quelconque.

A. Foch.

Analyse harmonique du mouvement transmis par un joint de Hooke. — Cornack (P.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 156-161]. — Le développement des machines à grande vitesse rend indispensable l'étude des accélérations des divers organes. L'auteur calcule l'accélération angulaire du 2° arbre d'un joint de

Hooke, le premier arbre ayant une vitesse uniforme, et indique les résultats pour divers mécanismes tels que la machine à vapeur à cylindre oscillant, les machines-outils à retour accéléré, etc. La méthode consiste à écrire la relation liant les déplacements des organes menant et mené et à différentier deux fois cette relation.

A. Foch.

Etude mécanique des oscillations entretenues. — Gagnebin [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 296]. — Description et étude d'un appareil permettant de montrer la signification physique de la solution mathématique du problème donnée par Helmholtz. — R. Fric.

Figures d'équilibre d'une masse sphéroïdale hétérogène au repos. — Bertrand (G.) [*Ann. Scient. Brux.*, 42 (1923), 129-137]. — Etude purement mathématique des figures d'équilibre voisines de la sphère. — A. Foch.

Nouvelle construction vectorielle pour l'étude des mouvements gyroscopiques. — Baker (W.-C.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 323-328]. — En construisant un diagramme des moments angulaires, on peut déterminer graphiquement le mouvement précessionnel d'un gyroscope et trouver d'une manière très intuitive l'influence de la valeur du couple appliqué sur le mouvement. L'auteur applique sa méthode au compas gyroscopique. — L. de Broglie.

Précession pseudo-régulière. — Greenhill (G.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 179-193]. — Etude mathématique du mouvement d'un gyroscope dont l'axe ne fait pas un angle constant avec la verticale, mais effectue une série d'oscillations ; ce cas peut être réalisé expérimentalement en imprimant un choc à l'axe d'un gyroscope ayant primitivement un mouvement régulier. — A. Foch.

Influence des oscillations du navire sur le compas gyroscopique. — Schuler (M.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 233-250]. — L'influence du roulis et du tangage sur les indications des compas à aimant avait été depuis longtemps reconnue et la rose Thomson avait été construite avec une durée d'oscillation très longue (20 s), afin de réduire cette influence. Dans les compas gyroscopiques, on put réaliser des durées d'oscillation de l'ordre de l'heure et cependant, il fut possible de remarquer, par mer agitée, entre le cap réel et le cap indiqué par le gyroscope, des différences de l'ordre de 10°.

Ces différences tiennent essentiellement aux accélérations *horizontales* que le navire subit par gros temps. On peut établir que

1° l'erreur sur le cap vrai, pour un moment perturbateur donné, ne dépend pas du moment d'inertie du gyroscope, mais seulement de sa période d'oscillation autour des axes principaux horizontaux.

2° cette erreur est nulle quand la direction du moment perturbateur est E-W ou N.-S. ; elle est maximum quand la direction du moment est N.-E — S.-W. ou N.-W. — S.-E.

3° en montant plusieurs gyroscopes dans le même compas, on peut annuler pratiquement cette erreur.

L'article établit ces diverses propositions et indique les résultats d'expériences effectuées.

1° en montant des compas gyroscopiques sur un pendule à période variable, que l'on fait osciller dans divers plans : on peut ainsi soumettre le compas à des épreuves correspondant à une mer extrêmement dure. La déviation finale du com

pas par rapport au méridien est bien celle que le calcul fait prévoir ; cette déviation est d'ailleurs atteinte au bout d'un temps de l'ordre de l'heure, pendant lequel il se produit une ou deux oscillations autour de la position d'équilibre final.

2° à bord du « Moltke » en 1912 : alors qu'avec le compas monogyroscopique, les erreurs de cap atteignaient une quinzaine de degrés, un compas Anschütz à trois gyroscopes donna des déviations d'une fraction de degré, en général, et n'atteignant jamais deux degrés. — A. Foch.

Précession du gyroscope. — Greenhill (G.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 385-399]. — Etude mathématique, avec dessins de cartes décrites par le pôle dans certains cas particulièrement simples. — A. Foch.

Démonstration de quelques applications du gyroscope. — Schilowsky (P.) [*Proc. Phys. Soc. London*, 35 (1923), 125]. — C. Florisson.

Relativité

Les preuves empiriques élémentaires de la théorie de la relativité restreinte. — Schidlof (A.) [*Arch. Sc. Phys. Nat., C. R. Soc. Phys.*, 4 (1922), 129-131]. — L'auteur se propose de montrer que l'inégalité des durées d'un même intervalle mesuré dans deux systèmes galiléens, conséquence de la quatrième équation de transformation de Lorentz, est accessible à l'expérience grâce à l'emploi de rayons cathodiques. — Ed. Salles.

Sur l'impossibilité du déplacement des raies solaires par un champ de gravitation. — Willigens. [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 309-311]. — Considérant les 2 formes quadratiques

$$dx'^2 - c_0^2\,dt'^2 = \left(1 + \frac{\alpha}{x}\right)dx^2 - \left(1 - \frac{\alpha}{x}\right)c_0^2\,dt^2$$

dont l'identification sert de point de départ à Einstein pour calculer le déplacement des raies spectrales, l'auteur cherche à déterminer les fonctions $x' = \varphi\,[(x, t)$ et $t' = \Psi\,(x, t)$ permettant de passer de l'une à l'autre,

Il montre que, dans ce cas simple, il n'est pas possible d'établir une transformation permettant de passer d'un système galiléen au système gravifique comme la transformation de Lorentz permet de passer d'un système galiléen à un autre. Il n'est donc pas possible en particulier de comparer les fréquences lumineuses d'un atome vibrant placé tantôt dans le système galiléen, tantôt dans le champ gravifique. — R. Fric.

Un point de théorie relatif aux nouvelles observations sur la relativité. — Laue (M. von) [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 332]. — Démonstration rigoureuse de la formule donnée par l'auteur et relative au déplacement vers le rouge des raies spectrales. — A. Foch.

Sur l'effet spectral d'Einstein. — Thornton (D.-L.) [*Phil. Mag.*, 42 (1921), 264]. — Critique de la note de Priestley [*Phil. Mag.*, 41 (1921), mai].

A. Foch.

Remarque sur le déplacement vers le rouge. — St. John (E.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 197]. — L'auteur dément le bruit que les dernières observations faites au mont Wilson confirment la théorie d'Einstein. Les raies de la bande du cyanogène sont pour la plupart complexes et formées de raies appartenant à des

séries différentes ; elles ne se prêtent guère à la vérification de la théorie. Les observations faites au mont Wilson, qui portent déjà sur plusieurs centaines de raies donnent des déplacements très différents pour les différentes régions du spectre et les différentes séries de raies. Il est impossible de les mettre en accord avec la théorie d'Einstein par une hypothèse aussi simple que celle d'une pression négligeable dans la couche renversante, et il est nécessaire de réunir beaucoup plus de résultats expérimentaux pour pouvoir établir quelles sont les différentes causes de déplacement et séparer leurs actions. — G. Bruhat.

Sur le déplacement des raies de Fraunhofer sous l'influence de la pesanteur. — Glaser (L.-C.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 100-102]. — Remarques sur un travail publié sous le même titre par L. Grebe. — M. Pauthenier.

Sur le déplacement des raies de Fraunhofer sous l'influence de la pesanteur. — Grebe (L.-C.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 102]. — L'auteur soutient que les critiques précédentes sont fausses et attend la publication d'un travail détaillé pour les discuter. — M. Pauthenier.

Le déplacement des raies spectrales vers le rouge, au point de vue de la physique de Newton. — Mohorovicic (S.) [*Ann. der Phys.*, 66 (1922), 227-228]. — M. Pauthenier.

Les expériences cruciales de la théorie de la relativité restreinte. — [*R. G. E.*, 12 (1922), 508-509]. — Résumé d'une communication de F. Guéry, au Congrès de Montpellier de l'Association française pour l'avancement des Sciences.

La déviation de la lumière dans un champ de gravitation. — Dingle (H.) [*Nat.*, 110 (1922), 389-391]. — Au point de vue expérimental, la théorie généralisée de la relativité d'Einstein est en ce moment dans une position ambigüe. Il y a trois sortes de vérifications en vue. La première, le mouvement du périhélie de Mercure, est nettement en faveur de la théorie ; la seconde, concernant le déplacement des raies spectrales solaires, n'est pas tranchée et rencontre des difficultés. D'où l'importance considérable attachée à juste titre à la troisième vérification, celle de la déviation des rayons lumineux dans un champ de gravitation. Et ce problème particulier constitue le but principal de l'expédition organisée par la *Royal Astronomical Society* à Christmas Island, à l'occasion de l'éclipse solaire totale du 21 septembre 1923. Les observations faites au cours de l'éclipse du 29 mai 1919, étaient en général considérées comme favorables à la théorie. L'interprétation des observations n'était pourtant pas exempte de toute critique. Il est donc utile de reprendre les observations dans des conditions qui s'inspirent de ces critiques, et permettent d'y répondre.

L'auteur termine en retraçant les grandes lignes de la théorie.

L. Brüninghaus.

Un effet mécanique du champ électromagnétique prévu par la théorie de la relativité. — Mc Aulay (A.) [*Nat.*, 111 (1923), 325]. — En appliquant la théorie de la relativité au champ électromagnétique, on aboutit à l'existence de forces, sollicitant la matière traversée par un train d'ondes, et dont l'auteur demande aux physiciens de vérifier l'existence. — L. Brüninghaus.

Les forces mécaniques indiquées par la relativité dans un champ électromagnétique. Leur existence peut-elle être démontrée ? — Mc Aulay (A.) [*Phil. Mag.*, 46 (1923), 156-162]. — Exposé mathématique.

A. Foch.

Sur une variation périodique possible de la masse par suite du mouvement relatif de la terre. — **Fehrle** (**K.**) [*Zeits. f. Phys.*, **15** (1923), 24-27]. — L'auteur a étudié, dans un travail précédent, le retard de phase apporté dans les oscillations d'un atome par le mouvement du système auquel il appartient. Cette fois, il applique ses résultats au mouvement de la terre. Cet effet doit être mesurable car il n'affecte pas de la même façon tous les éléments.

M. Hanoi.

Une expérience relative à l'induction électromagnétique et au mouvement relatif. — **Swann** (**W.-F.-G.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 38 51]. — *Effet de charge dû à la rotation d'une sphère de fer dans un champ magnétique uniforme.* — La solution théorique est parfaitement définie, mais la nature du problème est telle que celui qui est habitué à raisonner avec les lignes de force mobiles peut éprouver une certaine incertitude quant à la manière de le traiter et même arriver à un résultat égal au tiers de ce qu'il aurait du trouver. Il semblait donc intéressant d'obtenir une vérification expérimentale de la formule théorique.

L'auteur a trouvé que, dans le cas d'une sphère de fer dont le rayon est égal à 3,17 cm, animée d'une vitesse de rotation de 3 250 à 6430 tours par minute dans un champ magnétique de 3 930 à 6 070 gauss, une enveloppe de cuivre isolée qui l'entoure subit, lorsqu'on inverse le champ, une variation de potentiel comprise entre 0,0114 et 0,0359 v alors que les valeurs calculées correspondent à 0,0116 et 0,0353 v.

Etant données les difficultés expérimentales, l'accord entre la théorie et l'expérience peut être considérée comme satisfaisant. — R. Fric.

Le principe général de la relativité, appliqué au modèle d'atome de Bohr-Rutherford. — **Wereide** (**Th.**) [*Phys Rev.*, **21** (1923), 391-396]. — Dans cet atome, les orbites électroniques *possibles* sont déterminées conformément aux principes de la mécanique, tandis que les orbites *réelles* sont choisies en appliquant les conditions du quantum. Dans le calcul des orbites possibles, Bohr admet les lois de la mécanique classique; Sommerfeld, de son côté, applique la théorie restreinte de la relativité avec un succès marqué, et ce sont les hypothèses de ce dernier que l'auteur généralise. Dans l'expression de l'élément de ligne d'univers ds en coordonnées polaires, les fonctions potentielles γ et γ' sont posées égales à

$$\left(1 + \frac{aK}{r} + \frac{bK^2}{r^2}\right) \quad \text{et} \quad \left(1 + \frac{a'K}{r}\right)$$

respectivement, où K est le rapport de l'énergie potentielle à la masse. Les hypothèses relatives au quantum sont les mêmes que celles de Sommerfeld, avec le ds généralisé, et avec la supposition additionnelle alternative que l'expression radiale comprend γ'. Celles-ci conduisent à des expressions de l'énergie dans lesquelles toutes les constantes sont connues à partir des résultats expérimentaux, excepté B que Sommerfeld pose égal à 1/4, mais qui n'a pas encore été déterminé expérimentalement. La méthode ici employée pour l'atome est la même que celle qu'employa Eddington pour un macrocosme. — L. Brüninghaus.

Note sur les doublets L de Röntgen relativistiques et la « constante de défense ». — **Green** (**J.-B.**) [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 397-401]. — On calcule ici la constante de défense de la formule de relativité pour les séparations du doublet L, à partir des longueurs d'onde relatives aux éléments dont le numéro atomique va de 74 à 92, et cela de deux façons : 1° En employant la formule complète. 2° En ne se servant que des trois premiers termes (formule de Sommerfeld).

On trouve que le second calcul donne des valeurs plus voisines de l'indépendance du numéro atomique que la formule complète, à laquelle elle doit donc être préférée. On montre que ce résultat est en accord avec un récent développement du principe de correspondance de Bohr, qui suggère que dans une telle série il n'y a pas à inclure de terme plus petit que l'énergie rayonnée par un électron par révolution, comme la calcule la théorie classique. Les mesures de longueur d'onde, cependant, ne sont pas encore assez exactes pour trancher la question définitivement. — L. Brüninghaus.

Emission de lumière d'une source en mouvement, en connexion avec la théorie de la relativité. — **Rashevsky** (N.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 369-376]. — Cette note est basée sur un travail resté inédit de feu Nicolas Pashsky, de Kiew. On y montre que l'expérience ne prouve pas la constance de la vitesse de la lumière, mais simplement que si la lumière est envoyée simultanément dans toutes les directions à partir du centre d'un miroir sphérique, tous les rayons après réflexion reviendront simultanément en ce point, quelle que soit la vitesse du système. Ce résultat exige simplement que, par rapport à des axes entraînés par la source, la vitesse de la lumière dans une direction faisant un angle φ avec la direction du mouvement soit donnée par la relation

$$\sigma_\varphi = \frac{\sigma}{1 + \sqrt{\dfrac{\psi \cos \varphi}{(\sigma + \psi)}}}$$

où σ et ψ sont des fonctions arbitraires de la vitesse de translation v, avec la seule condition que pour $v = 0$, $\psi = 0$ et $\sigma = c$.

Il y a, par suite, outre la théorie de la relativité, un nombre infini d'hypothèses possibles qui expliqueront l'expérience. La théorie de la relativité est caractérisée, par rapport aux autres hypothèses, par la supposition que σ_φ = constante.

La seule façon d'opérer un choix entre ces solutions serait de mesurer la vitesse de la lumière par une méthode qui n'implique pas le retour du rayon lumineux à son point de départ. — L. Brüninghaus.

La vitesse de la lumière. — **Kennard** (E.-H.) [*Nat.*, 109 (1922), 581-582[. — Critique de l'expérience de Majorana, regardée comme démontrant que la vitesse de la lumière est indépendante du mouvement de la source. La longueur d'onde du faisceau émis par la source en mouvement est mesurée après que la lumière a subi une ou deux réflexions ou transmissions dans un appareil stationnaire, et ces phénomènes ont pu modifier la vitesse mesurée. L'auteur propose une forme d'expérience qui serait à l'abri de cette cause d'erreur, et permettrait par conséquent d'obtenir une preuve directe du second postulat de la théorie de la relativité.

L. Brüninghaus.

Atmosphère solaire et effet Einstein. — **Emden** (R.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1920), 387-396]. — Einstein avait établi qu'un rayon lumineux, passant près du soleil, est dévié par le champ de gravitation. Or l'effet observé, de l'ordre de la seconde d'arc, pourrait être attribué à une réfraction par l'atmosphère solaire. Si on admet que cette atmosphère est composée de couches concentriques dont l'indice varie proportionnellement à la densité, et qui sont en équilibre polytropique, la déviation constatée ne saurait être occasionnée par une telle atmosphère qui ne produirait qu'une réfraction absolument négligeable vis-à-vis de l'effet Einstein. — A. Foch.

Expérience d'aberration d'Einstein. — **Raman** (C.-V.) [*Nat.*, **109** (1922), 477-478]. — Einstein a décrit récemment un dispositif ingénieux, reproduit dans la figure ci-contre, et qui pourrait servir à décider entre la théorie classique de la lumière, et la théorie selon laquelle la lumière est considérée comme constituée de quanta isolés d'énergie émis de façon discontinue par les atomes lumineux. K est un faisceau de rayons canaux ; S, un écran qui sert à isoler au moyen d'une fente un pinceau défini de lumière ; L_1 et L_2, des lentilles. Le pinceau émergeant de L_2, est observé par une lunette mise au point sur l'infini, qui par conséquent permettra d'apercevoir nettement l'image de la fente. Les atomes des rayons canaux étant en mouvement, il résulte de l'effet Döppler que, dans la théorie classique, les rayons qui émanent à un instant quelconque des atomes lumineux individuels dans différentes directions doivent posséder des fréquences différentes. Einstein en conclut que les rayons qui ont traversé la fente et tombent sur les parties supérieure et inférieure de L_2 doivent posséder des fréquences différentes. Si, par suite, une couche d'un milieu dispersif, comme le sulfure de carbone, est placée entre L_2 et la lunette d'observation, les différents rayons le traverseront avec des vitesses différentes. Le front d'onde subira donc une aberration, et l'image de la fente vue dans le plan focal de l'objectif de la lunette devra se déplacer d'une quantité proportionnelle à l'épaisseur de la couche dispersive introduite. Einstein pense, d'autre part, que si l'on prend pour base la théorie des quanta, le déplacement prévu par la théorie classique ne devra pas se produire, et il voit là un *experimentum crucis* de nature à décider entre les deux théories.

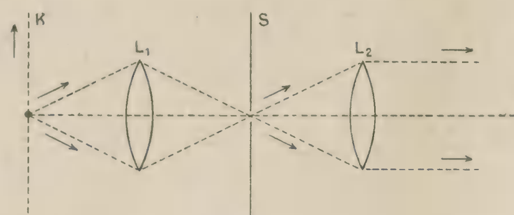


Fig. 1.

L'auteur de la présente note émet au sujet de ce raisonnement une critique importante. Dans l'expérience proposée, ce qu'on observe, ce ne sont pas les atomes lumineux mobiles, mais les bords fixes de la fente éclairée, et il est aisé de voir que, même dans la théorie ondulatoire, on ne doit pas s'attendre à une aberration de l'image. — L. Brüninghaus.

Un essai de laboratoire de la théorie de la relativité. — **King** (H.-S.) [*Nat.*, **109** (1922), 582-583]. — L'auteur propose une méthode nouvelle pour contrôler expérimentalement la théorie de la relativité. Divers auteurs, et en particulier Harkins, Eddington, J. Perrin ont indiqué que la synthèse d'un atome d'hélium à partir de quatre atomes d'hydrogène correspond à une perte de masse de 0,774 pour 100. Or, d'après la théorie de la relativité, 1 g de matière est équivalent à 9.10^{20} ergs ou $2,1.10^{13}$ calories. D'après cela, Harkins et J. Perrin ont calculé la quantité de chaleur qui doit être produite par la transformation d'un atome-gramme d'hydrogène en hélium ; on obtient immédiatement la valeur énorme de

$$0,0078 \times 2,1.10^{13} = 1,6.10^{11} \text{ calories.} \left(H = 1,0078 ; \frac{He}{4} = 1\right).$$

On peut étendre ce procédé de calcul au radium et à ses produits de désintégration, ce qui, en définitive, conduit à une relation entre la masse atomique du radium et celle du radio-plomb, relation que l'expérience peut confirmer ou infirmer. Or, sachant que 1 g de Ra, en se transformant en RaG (radio-plomb),

dégage 3,7.10⁹ calories, qui équivalent, d'après la relation précédente, à une perte de masse de 0,038 g, il est facile de calculer la masse atomique du radium à partir de celle du radio-plomb. On a :

1 atome-g de RaG......................	206,000	g
5 — He......................	20,000	»
4 électrons-gramme......................	0,0005	»
$3{,}7.10^9$ calories équivalant à......................	0,038	»
	226,038	g

Si la théorie de la relativité (base du calcul) est exacte, la masse atomique du radium doit donc être égale à 226,038. Ce calcul suppose, bien entendu, que l'énergie émise dans les désintégrations successives provient des atomes eux-mêmes, et qu'il ne s'agit pas d'un phénomène d'ordre photochimique provoqué par des radiations de longueur d'onde extrêmement courte (hypothèse de Perrin).

En réalité, les nombres actuellement connus ne concordent pas avec ces prévisions. Pour RaG, les plus faibles valeurs trouvées sont 206,08 et 206,05. Pour Ra, la masse atomique est égale à 225,97.

Il n'y a donc pas accord, et l'on peut penser, ou que l'hypothèse de Perrin est exacte, ou que la relation entre la masse et l'énergie (basée sur la théorie de la relativité), est fausse.

Pourtant, il y a lieu de remarquer que les corps ici envisagés peuvent être plus ou moins souillés d'isotopes, et l'auteur propose de faire des mesures directes en masses atomiques par la méthode des spectres de masses due à Aston. C'est en cela que consiste sa proposition originale. — L. Brüninghaus.

Proposition d'un essai de laboratoire de la théorie de la relativité. — **Lawson** (**R.-W.**) [*Nat.*, **109** (1922), 613]. — Remarque sur une précédente note de King. L'auteur propose de suivre une marche inverse ; car il lui paraît injustifié de prendre comme hypothèse de base que le nombre 206,0 est la masse atomique exacte du Ra G. — L. Brüninghaus.

Vérification expérimentale de la formule de Lorentz-Einstein. — **Guye** (**C.-E.**), **Ratnowsky** (**S.**) et **Lavanchy** (**C.**) [*Mém. Soc. Phys. Hist. Nat. Genève*, **39** (1921), 273-363]. — On s'accorde généralement à considérer l'inertie comme étant d'origine électromagnétique. Le calcul, fait par M. Abraham pour un électron sphérique indéformable chargé superficiellement, conduit à trois expressions différentes pour la masse d'inertie (masse longitudinale), la masse d'impulsion (masse transversale) et la masse cinétique (coefficient d'énergie cinétique). Ces masses dépendent toutes trois de la vitesse. Il paraît plus exact, actuellement, de supposer que l'électron n'est pas indéformable, soit qu'on introduise la contraction de Lorentz-Fitzgerald explicable par la pression de Poincaré, soit qu'on se place au point de vue relativiste. On aboutit alors à des formules légèrement différentes de celles d'Abraham, et d'expression plus simple. Il était d'importance capitale de vérifier expérimentalement ces formules avec toute la précision possible. Ce fut l'objet des travaux de M. Guye et de ses collaborateurs. La masse dont on observe les variations est celle des corpuscules cathodiques du tube de Braun, lancés avec des vitesses qui, mesurées en prenant comme unité la vitesse de la lumière, s'échelonnent entre 0,23 et 0,49. La méthode est celle des trajectoires identiques. Elle permet de comparer la vitesse v' et la masse μ' d'un corpuscule à la vitesse v et à la masse μ d'un électron de comparaison à faible vitesse. Soient I, I', V, V' les

ntensités du courant qui produit le champ magnétique et les tensions entre les plateaux du condensateur qui produit le champ électrique, lorsque les déviations sont x, x' pour le champ électrique, y, y' pour le champ magnétique, aux vitesses v et v' de l'électron. Si x est assez voisin de x' et y de y' pour que les intégrales de champ puissent être considérées comme constantes, on a :

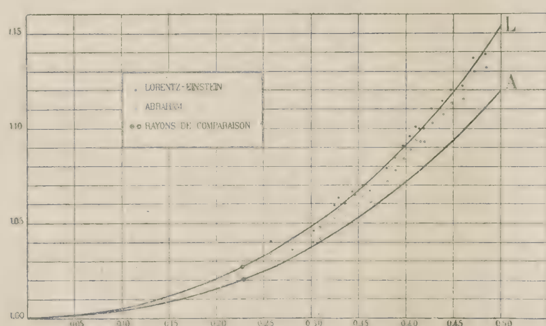
$$\frac{\mu'}{\mu} = \frac{VI'^2}{V'I^2}\frac{y^2x'}{xy'^2} \qquad \frac{v'}{v} = \frac{IV'}{I'V}\frac{xy'}{x'y}.$$

Les expériences se divisent en deux parties. Dans la première, les expérimentateurs se sont astreints à réaliser des déviations rigoureusement égales, de sorte que

$$\frac{\mu'}{\mu} = \frac{VI'^2}{V'I^2} \qquad \frac{v'}{v} = \frac{IV'}{I'V}$$

La précision, de ce fait, était réduite par les variations notables de dureté du tube. Dans la seconde partie on s'est au contraire efforcé d'opérer rapidement (par enregistrement photographique) quitte à n'avoir plus des déviations identiques. La précision fut alors bien meilleure.

Ayant ainsi déterminé les valeurs de $\frac{\mu'}{\mu}$ qui correspondaient à $\frac{v'}{v}$, une mesure de vitesse pour un électron lent suffit à donner les valeurs absolues de v'. Les résultats d'expérience sont interprétés soit par les formules d'Abraham soit par celles de Lorentz-Einstein, de sorte qu'une même lecture fournit deux points différents, correspondant aux deux hypothèses. Nous donnons ci-contre les courbes qui résument le travail. On y voit immédiatement que les points calculés dans l'hypothèse Lorentz-Einstein se placent de façon très heureuse près de la courbe théorique Lorentz-Einstein, tandis que les points calculés dans l'hypothèse Abraham divergent notablement et de façon systématique de la courbe théorique Abraham. L'écart moyen est $+0{,}0002$ pour Lorentz-Einstein, $+0{,}0112$ pour Abraham, soit 50 fois plus grand dans le second cas. — M. Courtines.



L'expérience de Michelson et son interprétation. — Righi (A.) [*Mem. Accad. Sc. Bologna*, **6** (1920), 3-20 ; 21-22]. — Un résumé de ces 2 mémoires est paru au *Radium* (nov. 1919). — R. Chevallier.

Sur les bases expérimentales de la théorie de la relativite. — Righi (A.) [*Mem. Accad. Sc. Bologna*, 7 (1920), 3-16]. — Tandis que, dans les 2 mémoires précédents, l'auteur calcule les changements qui peuvent se produire dans l'expérience de Michelson par suite d'une rotation de 90° de l'appareil, il étudie dans cette note le cas d'une rotation quelconque. — R. Chevallier.

Sur la théorie de la relativité et sur un projet d'expérience décisive pour la nécessité de l'admettre. — Righi (A.) [*Mem. Accad. Sc. Bologna*, 7 (1920), 17-30. — *Rend. Accad. Sc. Bologna*, 24 (1919-20), 41]. — Dans le cas de l'expérience « pure » (c'est-à-dire avec les miroirs exactement orientés comme on le suppose théoriquement) les franges d'interférence sont tellement écartées que l'observation est à peu près irréalisable.

Cela a forcé les expérimentateurs à déplacer angulairement au moins l'un des miroirs ou tout au moins à ne pas le régler comme la théorie le suppose. Dans des conditions semblables, un déplacement de franges est prévisible. En fait, il ne fut jamais constaté ; mais cela ne prouve rien car on peut se demander si ce déplacement n'est pas trop faible pour être appréciable et si les observations n'ont pas été influencées par l'idée préconçue de trouver ce déplacement de l'ordre de grandeur annoncé par Michelson. Dans cette note, l'auteur calcule donc le déplacement de frange produit par la rotation en attribuant à l'angle μ dont l'un des miroirs a tourné une valeur donnée.

Numériquement m avec $\mu = 1'$, $l = 1\text{m}$, $\lambda = 5\,000$ Å, on trouve un déplacement de plus d'une demi-frange. Le déplacement est donc parfaitement appréciable et l'expérience ainsi exécutée serait décisive. Comme ce calcul numérique avec les formules rigoureuses est très pénible, l'auteur établit des relations pour un calcul approximatif.

M. Langevin, dans ses leçons du Collège de France, et Villey dans des notes aux Comptes rendus, ont montré qu'une inexactitude s'était glissée dans les calculs de Righi et que l'interprétation habituelle de l'expérience de Michelson conserve bien toute sa valeur.

R. Chevallier.

Sur une note récente relative à l'expérience de Michelson. — Righi (A.) [*Rend. Accad. Sc. Bologna*, 24 (1919-20), 126]. — Il s'agit d'une note de M. Villey qui tire, des formules mêmes du mémoire de Righi, que le déplacement de franges $\frac{2l\rho^2}{\lambda}$ fois leur intervalle (l, distance aux miroirs du centre de la lame inclinée ; ρ, aberration ; λ, longueur d'onde) que prévoyait Michelson comme effet de la rotation de 90° donnée à l'appareil et que la théorie de l'auteur nie, doive se produire dans le cas où, avec des variations convenables de l'orientation des miroirs, l'on aurait rendu les dites franges bien visibles et mesurables. L'auteur prétend que cette conclusion tient à l'oubli d'un terme du second ordre et à ce fait que M. Villey admet, ce qui serait inexact, que la différence de parcours entre les ondes interférentes est indépendante du déplacement angulaire des miroirs.

R. Chevallier.

Théorie donnée par Righi de l'expérience de Michelson. — Dalla Noce (G.) [*Nuov. Cim.*, 24 (1922), 17-28]. — Simple résumé des mémoires publiés par Righi à l'Académie de Bologne sur l'interprétation de l'expérience de Michelson.

R. Chevallier.

Sur l'interprétation de l'expérience de Michelson. — Brylinski (E.) [*C. R.*, 174 (1922), 153]. — L'éther devant avoir nécessairement une densité finie, il est vraisemblable que la Terre exerce sur la portion d'éther qui l'avoisine immédiatement une attraction énorme de nature à produire un entraînement total (ou presque) de cette portion d'éther. Cela admis, l'expérience de Michelson s'explique naturellement sans difficulté. — A. Blanc.

La réflexion sur un miroir mobile et l'expérience de Michelson-Morley. — **Kennard (E.-H.) et Richmond (D.-E.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 572-577]. — La déviation d'un rayon de lumière, par réflexion sur un miroir mobile, contient un terme du second ordre. Righi explique par ce terme le résultat négatif de l'expérience de Michelson. Les auteurs, d'accord avec Villey, montrent que ce terme ne peut pas avoir d'action sensible sur le déplacement des franges d'interférence.

J. Cabannes.

Quelques aspects de la théorie de la relativité. — **Lunn (A. C.)** [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 264-265]. — D. Chalonge.

Les fondements de la relativité. — **Somigliana (C.)** [*Scientia*, **34** (1923), 1-10]. — L'auteur expose quelques-unes des difficultés qu'il a rencontrées en abordant la théorie de la relativité restreinte. Il ne retient comme fait entrant dans cette synthèse que l'expérience de Michelson et Morley, dont l'interprétation lui paraît discutable (Righi). Les mesures reprises au Mont Wilson par d'autres physiciens ont fourni des résultats non plus négatifs mais « montrant un déplacement fini, périodique pour chaque demi-rotation de l'interféromètre, du genre de déplacement attendu mais n'ayant qu'une amplitude du sixième de la mesure présumée ».

Il passe sous silence la simplicité avec laquelle on rend compte des expériences de Fizeau puis de Zeeman sur l'entraînement des ondes par les milieux liquides ou solides, du mouvement des particules cathodiques, de la structure fine des raies spectrales, des expériences de Trouton et Noble, du principe de conservation de la masse se confondant avec celui de conservation de l'énergie, etc. — R. Chevallier.

L'hypothèse fondamentale de la relativité restreinte. — **Franck (Ph.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 15-16]. — L'auteur donne du principe de la relativité l'énoncé suivant : si l'on se donne la position initiale et la vitesse initiale de corps par rapport à un système de référence, leur mouvement ultérieur par rapport à ce système est entièrement déterminé. Pour les phénomènes lumineux, l'énoncé devient : si les conditions des expériences sont définies par rapport à un système mobile, la succession des apparences par rapport à ce système est également entièrement déterminée pour les phénomènes de rayonnement. — G. Bruhat.

Représentation géométrique élémentaire des formules de la théorie de la relativité. — **Gruner et Sauter** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 295]. — La représentation géométrique donnée d'une manière générale par Minkowski des formules de la relativité restreinte appliquée à deux systèmes d'une seule dimension se mouvant l'un par rapport à l'autre avec une vitesse v devient particulièrement simple et élégante en choisissant les axes des x et des t pour les deux systèmes réciproquement orthogonaux.

Avec ce mode de représentation, qui ne contient aucune grandeur imaginaire, il est facile de démontrer graphiquement la contraction des longueurs, le ralentissement des horloges, les changements de la masse de l'énergie et du volume.

R. Fric.

a. **Représentation graphique de l'univers espace-temps à quatre dimensions.** — *b*. **Représentation graphique du temps universel dans la théorie de la relativité.** — **Gruner (P.)** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **4** (1922), 234-236]. — L'auteur montre qu'il est possible de représenter l'espace-temps à quatre dimensions par les méthodes de la géométrie descriptive et de retrouver par des constructions graphiques les principaux théorèmes de la relativité

restreinte. Suivant ensuite les idées de M. Guillaume, il introduit dans le cas du mouvement relatif de deux systèmes un « temps universel » tout en faisant remarquer que cette notion est en réalité illusoire. — L. de Broglie.

Représentation graphique de l'espace à 4 dimensions espace-temps de la théorie de la relativité restreinte. — **Gruner** (P.) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 22-37.] — Un espace à 4 dimensions peut se représenter dans un espace à 3 dimensions par les procédés de la géométrie descriptive qui représente un espace à 3 dimensions dans un plan.

Applications : Mouvement uniforme d'un point matériel dans le plan des XY. Propagation d'une onde plane dans le plan des XY. Propagation d'une onde sphérique émise par un point lumineux. — R. Fortrat.

La théorie du trièdre mobile en rapport avec l'analyse vectorielle. — **Burgatti** (P.) [*Mem. Accad. Sc. Bologna*, **6** (1920), 83-93]. — Attachons à chaque point P de l'espace euclidien fini ou infini un groupe de 3 vecteurs (ijk) et introduisons l'homographie.

$$\sigma = \frac{1}{2}\left[i \wedge \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}P} + j \wedge \frac{\mathrm{d}j}{\mathrm{d}P} + k \wedge \frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}P} \right]$$

l'auteur étudie successivement :

a) la signification cinétique de σ,

b) la condition à laquelle doit satisfaire une homographie σ (P) pour que l'homographie des rotations du groupe (ijk) soit variable avec P.

c) les groupes ijk appartenant à un système triple orthogonal.

d) les conditions pour que les directions principales d'une dilatation propre γ (P) forment, en chaque point, le trièdre principal d'un système triple orthogonal. R. Chevallier.

Analyse vectorielle généralisée à 4 dimensions. — **Flint** (H.-T.) [*Proc. Roy. Soc.*, **103** (1923), 644-663]. — L'auteur définit, pour les espaces quelconques, en insistant particulièrement sur le cas de 4 dimensions, un calcul analogue à celui des quaternions. Les vecteurs contrevariants sont des formes linéaires invariantes symboliques de 4 unités complexes i^k, dites vecteurs fondamentaux. Les vecteurs covariants dérivent de la même façon de 4 covecteurs fondamentaux i_k. Les tenseurs sont des formes multilinéaires en i^k et i_k. Les produits scalaires des vecteurs fondamentaux sont les coefficients de la forme quadratique fondamentale habituelle.

Par ce mode de calcul, on retrouve aisément les résultats classiques du calcul différentiel absolu, ainsi que les formules du déplacement parallèle.

E. Darmois.

La théorie de la relativité et la définition du temps absolu par le transport. — **Reichenbach** (H.) [*Zeits. f. Phys.*, **9** (1922), 111-118]. — Le ralentissement des horloges dans un système en mouvement prévu par la théorie d'Einstein n'a pas reçu de preuves expérimentales directes. M. Reichenbach cherche s'il est possible de définir un temps absolu par transport d'horloges ; il montre que cela serait possible en abandonnant deux des postulats fondamentaux d'Einstein, postulat de réciprocité de la contraction des règles en mouvement, postulat de la constante numérique de la vitesse de la lumière. C'est donc sur ces deux axiomes que repose la notion de relativité du temps dans la théorie de la relativité. — L. de Broglie.

Champ de gravitation homogène et tranformation de Lorentz. — **Mohorovicic (St.)** [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 88-93]. — Remarques au sujet des recherches de K. Bollert et d'un travail antérieur de l'auteur. — M. Hanot.

La question des horloges dans la théorie de la relativité. — **Riedinger (F.)** [*Zeits. f. Phys.*, **12** (1922), 265-288]. — La théorie de la relativité, telle qu'on l'expose habituellement à l'aide d'horloges, fait en réalité appel au concept usuel du temps universel. La définition de la simultanéité de deux événements se produisant au même point de l'espace ne donne pas lieu à la même difficulté, mais ne peut être que d'un emploi restreint. Le concept d'horloge est d'ailleurs insuffisant pour fonder une théorie, car une horloge est nécessairement soumise à l'action de tout le reste de l'univers; si cette influence peut être négligée au point de vue expérimental, elle n'en existe pas moins au point de vue théorique. Après avoir examiné plusieurs modes d'exposition de la théorie de la relativité, l'auteur conclut que. d'une part elle ne peut pas baser la notion de temps sur la notion d'horloge, et que d'autre part on n'a jamais donné de définition de l'horloge ne supposant pas plus ou moins la connaissance de la physique, et qu'on ne voit pas le moyen d'en donner une définition qui échappe à cette objection.

Enfin il remarque que, en dehors de cas particuliers, il n'est pas possible de concevoir une multiplicité d'horloges construites d'après des lois différentes, et telles que la condition de synchronisme soit complètement remplie à l'intérieur de tous les groupes. Le choix des horloges qui définiront le temps ne peut être fait qu'en introduisant la condition de la constance de la vitesse de la lumière, mesurée avec ces horloges. C'est ainsi qu'il est impossible de savoir à l'avance si les vibrations qui produisent les raies spectrales peuvent être prises pour base de la mesure du temps, au sens de la théorie de la relativité, et de prévoir une relation numérique entre le déplacement des raies spectrales et la différence de marche de deux horloges placées sur la Terre et sur le Soleil. — G. Bruhat.

Le paradoxe d'Einstein. — **Browne (N.-C.) et Wildon Carr (H.).** [*Nat.* **110** (1922), 668-669]. — Dans son analyse du nouveau livre de M. Bergson, Wildon Carr fait allusion au « paradoxe d'Einstein », qu'il énonce comme suit :

« Supposons qu'un voyageur soit enfermé dans un boulet de canon et projeté à distance de la terre avec une vitesse inférieure d'environ un vingt-millième à celle de la lumière; supposons qu'il rencontre une étoile qui le renvoie à la terre; en sortant de son boulet, il trouvera qu'il a été absent deux ans, tandis que le monde en son absence a vieilli de deux cents ans. » On connaît la réponse : le mouvement du voyageur n'est pas uniforme; il échappe donc au principe de la relativité restreinte. Et le paradoxe n'a été imaginé que pour mettre en lumière ce point qui échappe à beaucoup. — L. Brüninghaus.

Sur la définition einsteinienne de la simultanéité. — **De Saussure** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **3** (1921), 317-400]. — L'auteur estime en concluant qu'avant de modifier notre conception du temps et de l'espace, il semble qu'il faudrait d'abord chercher à étendre la base de la cinématique, c'est-à-dire la règle ordinaire d'addition de deux vitesses, car c'est seulement cette règle qui nous renseigne sur ce qui se passe lorsqu'on se transporte d'un système dans un autre.

La règle ordinaire $u = v + w$ est indémontrable, c'est un postulat cinématique.

Toute autre règle satisfaisant au principe de relativité $u = \dfrac{v + w}{1 + \dfrac{w\,v}{c^2}}$ par

exemple (c'est précisément là une formule d'Einstein) sera aussi légitime. C'est elle qu'il faudrait prendre pour point de départ sans changer notre notion du temps et des grandeurs spatiales. — Fric.

Représentation graphique de l'optique des corps en mouvement. — **Guillaume (E.)** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 311]. — Communication ayant pour but de montrer comment une représentation graphique remarquable permet d'obtenir les relations de l'optique des corps en mouvement pourvu toutefois que l'on admette le temps universel. — R. Fric.

Un résultat des discussions de la théorie d'Einstein au Collège de France. — **Guillaume** (E.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 4 (1922), 236-242]. — M. Guillaume continue de discuter la théorie d'Einstein sans vouloir admettre la relativité du temps. « Conformément à la science classique, dit-il, nous conserverons au temps son caractère de variable indépendante » ce qui, pour l'auteur, signifie son caractère absolu. On a le droit de rejeter les idées d'Einstein sur la relativité du temps, mais alors il faut renoncer à critiquer sa théorie. On ne peut pas, comme veut le faire M. Guillaume, discuter la valeur logique d'un ensemble théorique si l'on refuse a priori d'admettre les postulats qui lui servent de base.

L. de Broglie.

La transformation de Lorentz. — **Pars** (L.-A.) [*Phil. Mag.*, 42 (1921), 249-258]. — Etude critique et réduction du nombre des hypothèses conduisant à la transformation de Lorentz. — A. Foch.

La contraction de relativité dans un arbre en rotation animé d'un mouvement de translation suivant son axe. — **Hackett** (F.-E.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 740-752]. — Soit un arbre animé d'un mouvement de rotation le long de son axe et portant deux disques semblables séparés par une distance l et munis d'un même nombre d'ouvertures équidistantes. Pour une vitesse de rotation ω déterminée de l'arbre, un rayon lumineux passant par un trou du premier disque pourra, comme dans la roue dentée de Fizeau, passer par un autre trou du second. Appelant φ la distance angulaire des deux trous, on aura

$$\varphi c = l\omega.$$

Déplaçons l'arbre avec une vitesse v le long de son axe ; pour un observateur entraîné dans ce mouvement, rien n'est changé ; mais pour un observateur immobile, l'arbre paraît éprouver la contraction de Lorentz ; pour que la lumière continue à passer par les trous, il faut que l'arbre ait éprouvé une torsion en sens inverse du mouvement de rotation, *torsion qui d'ailleurs n'apparaît qu'à l'observateur immobile*, et qui, comme on le calcule aisément, est indépendante du rayon de l'arbre.

Calculons la déformation dans l'arbre : si on admet que la section droite reste plane et qu'un des trois efforts principaux est dans la direction de la vitesse du mouvement hélicoïdal résultant (un deuxième étant évidemment dirigé suivant le rayon), un calcul assez simple conduit aux conclusions suivantes (u désigne la vitesse tangentielle pour l'observateur immobile)

Direction de l'effort :	Contraction :
Vitesse résultante	$\left(1 - \frac{v^2}{c^2} - \frac{u^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}$;

Direction de l'effort :	Contraction :
Circonférentielle	$\left(\frac{1 - \frac{v^2}{c^2} - \frac{u^2}{c^2}}{1 - \frac{v^2}{c^2}}\right)^{\frac{1}{2}}$;
Longitudinale	$\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}$;
Normale à l'accélération et à la vitesse résultante.	1.

La justification de l'hypothèse d'après laquelle un des 3 efforts principaux est dans la direction de la vitesse résultante se trouve dans une analogie avec l'effet magnétique de Wiedemann : un fil de fer vertical parcouru par un courant électrique et placé dans l'axe d'un solénoïde se tord sous l'action du champ : une des contractions principales étant supposée dans la direction du champ résultant, les déformations calculées sont en accord avec l'expérience. Or dans un des cas, le tube est tordu par un champ magnétique hélicoïdal et dans l'autre, l'arbre est tordu par son mouvement hélicoïdal. — A. Foch.

Sur la notion de simultanéité. — **De Saussure** (R.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **4** (1922), 243-246]. — Nouvelle objection contre la valeur logique de la théorie restreinte de relativité. Partant d'une définition de la simultanéité donnée par Einstein, l'auteur veut montrer qu'elle aboutit à un paradoxe lorsqu'on l'applique à deux systèmes en mouvement relatif. En réalité, il n'y a pas de paradoxe parce que la définition ne s'applique qu'à un système unique. — L. de Broglie.

La relativité et l'éther. — **Cook** (S.-R.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 549-550]. — On discute ici brièvement diverses hypothèses sur la relativité, et on indique que, si l'expérience de Michelson-Morley et Miller devait être répétée, il serait nécessaire de prendre en considération, non seulement les mouvements de l'observateur dus au déplacement de la Terre sur son orbite, et le mouvement du Soleil dans l'espace, mais aussi le mouvement probable de notre galaxie dans l'espace.

On passe ensuite à l'étude de plusieurs théories de l'éther, et on soutient que notre connaissance de la nature de l'éther est telle que, pour le moment, une théorie définie de la relativité basée sur les propriétés connues de l'éther ou de la vitesse de la lumière serait prématurée. — L. Brüninghaus.

Définition de la relativité. — **Loring** (F.-H.) [*Chem. News*, **124** (1922), 381-383]. — Exposé rapide et sans calculs de quelques unes des idées fondamentales de la théorie de la relativité. — J. Rossignol.

Définition de la relativité. — **Loring** (F.-H.) [*Chem. News*, **125** (1922), 22-24]. — Deux notes complétant un article du même auteur paru dans un numéro précédent des *Chemical News*. Dans la première, l'auteur revient sur la relativité de l'espace et il insiste sur le rôle fondamental que joue la vitesse de la lumière. La deuxième note est peu intéressante ; elle reproduit textuellement un article d'Eddington au sujet de la relativité de la masse ; dans cet article, où il est question de rayons β, nous relevons ce passage bien eddingtonien : «... Tout électron, qu'il soit au repos ou en mouvement est doué d'une structure parfaitement constante ;

c'est nous qui la déformons pour l'adapter au système d'espace-temps propre à notre mouvement, mais dont l'électron n'a que faire... Cette déformation n'a pas une cause physique intérieure à l'électron; elle est purement subjective et ne dépend que de notre transformation du système de référence d'espace et de temps ».

J. Rossignol.

Relativité et éther. — **Lodge** (O.) [*Nat.*, **110** (1922), 446]. — Quelques remarques au sujet d'un article de Jeans sur la relativité.

L. Brüninghaus.

Exposé sommaire du principe de relativité (suite et fin). — **Pérot** (**A.**) [*R. G. E.*, **13** (1923), 91-94]. — Le deuxième article de A. Pérot est consacré à la relativité généralisée; on y trouvera un résumé très clair et à la portée de tous de cette théorie et des résultats qu'elle a fournis. — G. Bruhat.

La mesure des intervalles. — **Eddington** (**A.-S.**); **Cunningham** (**E.**) [*Nat.*, **110** (1922), 697-698]. — Suite d'une discussion entre les deux auteurs cités. Il s'agit de définir la mesure pratique de *l'intervalle* entre deux points appartenant à un continuum d'espace-temps. Le premier auteur est surtout en désaccord avec le second en ce qui concerne une précédente affirmation de ce dernier, selon laquelle on peut se servir d'une géométrie quelconque pour exprimer les intervalles. Eddington est d'avis que si l'on utilise un système géométrique erroné, les mesures d'intervalles manifesteront son inexactitude par leur désaccord. Cunningham pense, au contraire, que l'univers peut être décrit dans un système géométrique quelconque, que le système géométrique dit exact est simplement celui qui se prête à l'expression mathématique la plus simple et la plus condensée des faits qui se passent autour de nous. — L. Brüninghaus.

Les conditions de possibilité d'une mesure dans une variété physique et le principe de similitude. — **London** (**F.**) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 262-268]. — Travail philosophique inspiré des idées de Riemann « sur les hypothèses qui sont à la base de la géométrie » et de deux mémoires de Tolman exposant précisément le principe de similitude [*Phys. Rev.*, 2 (1914), n° 3; 2 (1916), n° 8].

Introduction sur la signification d'un principe rationnel dans les disciplines empiriques.

Ch. 1. Exposé, d'après Riemann, des principes de mesure dans une variété physique, et des conditions nécessaires pour que cette mesure soit possible.

Ch. 2. Dimensions d'une variété physique.

Ch. 3. Systèmes de solutions des équations de dimension de la physique.

Ch. 4. Le principe de similitude. — R. Chevallier.

Questions de principe sur l'éther et la relativité. — **Wiechert** (**E.**) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 25-29]. — Il y a lieu en physique de considérer deux notions différentes de relativité : celle des corps et celle des positions. E. Mach, dans sa lutte contre la théorie newtonienne à caractère absolu, tend vers le premier type de relativité, Einstein vers le second; l'auteur revient au point de vue de Mach. — R. Chevallier.

Quelques recherches sur les bases physiques de la théorie de la relativité. — **Raschewsky** (**N. v.**) [*Zeits. f. Phys.*, **14** (1923), 107-149]. — Le but de ce mémoire est de montrer qu'il est inutile de chercher une confirmation expérimentale de la théorie de la relativité, car toute expérience peut s'interpréter aussi

bien dans la théorie du mouvement absolu que dans celle de la relativité : si par exemple l'expérience de Michelson donnait un résultat positif, on pourrait l'attribuer aussi bien au mouvement absolu de la Terre qu'à son mouvement relatif par rapport aux corps célestes voisins. L'auteur considère la relativité comme une pure convention, dénuée de tout sens physique, mais ayant par là même une valeur absolue; l'abandon de la théorie ne pourra être justifié que si l'on imagine une autre convention permettant de représenter plus simplement l'ensemble des phénomènes. On trouvera dans le mémoire l'explication des divers phénomènes connus — expérience de Michelson, effet Döppler, coefficient d'entraînement de Fizeau-Fresnel, variation de la masse avec la vitesse, inertie de l'énergie — dans la théorie du mouvement absolu : ces explications ne présentent pas l'unité qui caractérise la théorie de la relativité, et qui en font à l'heure actuelle la convention la plus commode.

De même en ce qui concerne la relativité généralisée, son hypothèse fondamentale, celle de la courbure de l'espace et du temps, n'est qu'une convention mathématique, et toute la théorie peut être construite et interprétée sans cette hypothèse. Le principe de l'équivalence d'un champ de gravitation et d'un champ d'accélération peut aussi être utilisé dans un univers non relativiste, et y explique par exemple la courbure des rayons lumineux dans un champ de gravitation. Mais son caractère conventionnel n'empêche pas l'emploi de la géométrie non euclidienne d'être à l'heure actuelle le moyen le plus commode de décrire les phénomènes dans le champ de gravitation. — G. Bruhat.

La nature « a priori » de l'espace et du temps dans la théorie de la relativité. — **Bollert (K.)** [*Zeits. f. Phys.*, **15** (1923), 126-152]. — Les bases posées a priori de la physique se réduisent en dernière analyse à une hypothèse fondamentale, qui est la possibilité d'établir par l'observation la coïncidence de points d'univers dans l'espace-temps, et à une condition fondamentale, qui est la possibilité, à partir d'une série de coïncidences observées, de prédire toutes les autres. L'existence d'un espace à trois dimensions n'est pas une hypothèse nécessaire, mais il est nécessaire, pour qu'un continu soit mesurable, qu'il soit euclidien dans ses éléments infiniment petits. — G. Bruhat.

La gravitation peut-elle être réellement absorbée dans le continu d'espace-temps ? — **Larmor (J.)** [*Nat.*, **111** (1923), 200]. — Cette communication constitue dans une certaine mesure une réponse aux notes récentes de J. Le Roux, et à leurs *critiques destructives*. — L. Brüninghaus.

L'interprétation physique des mathématiques relativistes. — **Bickerdike (C.-H.)** [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 327-335]. — Einstein considère comme tout à fait clair que les équations de transformation de Lorentz sont de nature à nous apprendre quelque chose sur le comportement physique des règles de mesure et des horloges en mouvement, car les grandeurs x, y, z, t ne sont ni plus ni moins que le résultat de mesures faites au moyen de barres et d'horloges. Il est évident que cela signifie que l'on pourrait constater le raccourcissement de barres et le ralentissement d'horloges en mouvement par rapport à l'observateur, si l'on pouvait atteindre à la précision d'observation nécessaire à ce but.

On suppose communément que les difficultés pratiques de telles constatations résident toutes dans le procédé par lequel on pourrait éprouver la contraction des barres et le ralentissement des horloges. L'auteur s'efforce de montrer, cependant,

que tel n'est pas le cas, et que, en fait, il y a une confusion lorsqu'on parle de la transformation de Lorentz comme nous renseignant sur le « comportement physique » des horloges. — L. Brüninghaus.

Sur la théorie de la relativité d'Einstein et sa signification physique. — Nordenson (H.) [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 141]. — Examen des principes fondamentaux de la théorie de la relativité d'Einstein et leur portée dans le but de rechercher quelle signification physique on peut attribuer aux formules d'Einstein.
H. Tscherning.

Relativité et réalité physique. — Robb (A.-A.) [*Nat.*, **110** (1922), 572]. — L'auteur se propose de montrer que la mesure de l'élément d'intervalle de la théorie d'Einstein n'est pas aussi simple qu'on le suppose généralement.

Considérons la théorie simple de l'espace-temps dans laquelle la longueur d'un élément ds, de ce que l'auteur appelle une *ligne de séparation*, est donnée par la formule :

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - dt^2.$$

Soit O l'origine des coordonnées, et P un point quelconque de l'axe des x, situé à une distance l de O, comptée, par exemple, dans la direction positive.

Soit $F(x)$ une fonction différentiable arbitraire de x, continue et susceptible d'une seule détermination, égale enfin à zéro pour $x = 0$ et $x = l$.

Considérons maintenant la courbe d'espace-temps ayant pour équations

$$y = t = F(x)$$
$$z = 0.$$

Il est évident que cette courbe passe par O et par P. Mais, on a ici :

$$dy = dt$$
$$dz = 0 \qquad \text{d'où} \qquad ds^2 = dx^2.$$

Ainsi, nous avons $ds = dx$, et par conséquent la longueur mesurée le long de la courbe d'espace-temps entre O et P est égale à la longueur du segment OP de l'axe des x, elle est donc égale à l.

Ainsi, une courbe d'espace-temps dont les équations contiennent une fonction arbitraire peut avoir la même longueur entre deux points que la longueur directe mesurée entre ces deux points. — L. Brüninghaus.

Le triangle de temps et la triade de temps dans la relativité restreinte. — Rogers (B.-A.-P.) [*Nat.*, **110** (1922), 698-699]. — Robb a remarqué récemment qu'il y a quelque confusion dans les esprits en ce qui concerne la valeur stationnaire de l'intégrale $\int \delta\sigma$ dans la théorie de la relativité restreinte. Si le chemin est purement temporel, l'intégrale est un maximum absolu, et non un minimum, comme Robb l'a indiqué le premier, comme Eddington l'a aussi montré. L'auteur fait à ce sujet quelques remarques intéressantes.

Soient A, B, C les sommets (instants-points) d'un *pur triangle de temps* dans le champ de relativité restreinte.

Supposons que C précède A et que A précède B en *temps propre*; on peut alors prouver que C précède B, c'est-à-dire que l'ordre de temps propre est transitif. Il en résulte que si $\cosh C$ désigne le produit scalaire des vecteurs CA et CB,

et si l'on représente par α, β, γ les intervalles réels et positif BC, CA, AB, on a :

$$\cosh C = \frac{\alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2}{2\alpha\beta}.$$

On peut prouver que le second membre est toujours positif, et toujours supérieur à l'unité. Ainsi, C peut être considéré comme l'*angle hyperbolique* réel invariant existant entre les vecteurs temporaux CA et CB. Cet angle possède la même valeur métrique pour tous les observateurs qui se déplacent les uns par rapport aux autres avec des vitesses relatives constantes.

On peut aussi démontrer que $\alpha > \beta$; d'où, puisque $\cosh C > 1$,

$$\alpha > \beta + \gamma.$$

Ce qui signifie que *le plus grand côté d'un pur triangle de temps est plus grand que la somme des deux autres côtés.*

Il en résulte aussi que la valeur stationnaire de l'intégrale $\int \delta\sigma$, où le chemin est purement temporel, est un maximum absolu.

Ainsi, il y a un angle hyperbolique réel entre deux vecteurs temporels co-directionnels quelconques. Le triangle ABC possède deux angles hyperboliques réels « intérieurs » (B et C) et un angle hyperbolique réel « extérieur » A'.

Outre la précédente équation, on a les suivantes :

$$\cosh A' = \frac{\alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2}{2\beta\gamma} \qquad \cosh B = \frac{\gamma^2 + \alpha^2 - \beta^2}{2\gamma\alpha}.$$

Prenant les signes positifs pour les intervalles et les angles on a :

$$\frac{\sinh A'}{\alpha} = \frac{\sinh B}{\beta} = \frac{\sinh C}{\gamma}$$

et

$$\cosh (B + C) = \cosh A'.$$

Ainsi, *l'angle réel extérieur d'un triangle de temps est égal à la somme des deux angles réels intérieurs.*

Si la physique de la relativité restreinte est valable, l'angle hyperbolique existant entre deux vecteurs temporaux co-directionnels a une signification physique parfaitement définie. Soient CA et CB les axes des temps employés par deux observateurs X et Y. Les espaces qu'ils utilisent sont normaux à ces axes. Alors, si v est leur vitesse relative, on a :

$$v = \tanh C$$

en prenant la vitesse de la lumière pour unité.

On peut ajouter que la relation $B + C = A'$ est un cas particulier du plus général « triangle des vitesses relatives ». Soit OP, OQ, OR une triade de vecteurs co-directionnels temporels non co-planaires (*lignes d'inertie* de Robb) coupant l' « hypersphère ouverte » (centre O).

$$u^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 1.$$

aux instants-points P, Q, R, où u est la coordonnée de temps. Soient a, b, c, les arcs géodésiques QR, RP, PQ dans l'hypersphère. Ces arcs sont minima, et non maxima ; leurs éléments à la limite sont spatiaux comme caractère, étant normaux aux vecteurs-temps ; leurs tangentes hyperboliques représentent les vitesses rela-

tives des observateurs (X, Y, Z) qui emploient OP, OQ, OR, ou des parallèles à ces axes, comme axes des temps. L'espace euclidien dont se sert X à un instant quelconque est parallèle à l'espace tangent en P à l'hypersphère et, au point de vue de X, les directions des vitesses relatives de Y et de Z sont des lignes tangentes en P aux arcs géodésiques PQ, PR. L'angle entre ces directions est un angle circulaire (P), et les métriques du triangle géodésique PQR sont contenues dans les formules

$$\cosh a = \cosh b \cosh c - \sinh b \sinh c \cos P$$

$$\frac{\sin P}{\sinh a} = \frac{\sin Q}{\sinh b} = \frac{\sin R}{\sinh c}.$$

Lorsque a, b, c sont très petits par rapport au rayon de l'hypersphère, les espaces des observateurs sont regardés comme parallèles, et on obtient les formules ordinaires :

$$a^2 = b^2 + c^2 - 2bc \cos P., \text{ etc.}$$

Lorsque OP, OQ, OR sont coplanaires, on obtient les relations analogues à celles écrites plus haut (en changeant les lettres)

$$a = b + c.$$

L. Brüninghaus.

Géodésiques d'espace-temps. — Piaggio (H.-T.-H.) [*Nat.*, **110** (1922), 699]. — Robb a signalé récemment qu'il est incorrect de dire que la longueur d'une portion de ligne d'univers comprise entre deux points est un minimum. Il donne un exemple dans lequel la longueur considérée n'est ni minimum, ni maximum. L'objet de sa note était sans doute de rappeler à quelques relativistes insouciants qu'ils devraient prendre plus de soin de leur langage. Mais le danger se présente, d'autre part, que certains puissent imaginer qu'il y a là rellement un point faible dans la théorie d'Einstein. Pour dissiper cette idée, l'auteur rappelle brièvement quelques faits bien connus.

Les traités de la géométrie des surfaces (dans l'espace euclidien ordinaire) définissent les *géodésiques* de diverses façons. Certains disent que la géodésique est la ligne la plus courte que l'on peut tracer sur la surface entre deux points, et ils se servent du calcul des variations pour établir ses équations. Cette méthode est critiquable. Quoi qu'il en soit, les équations obtenues ainsi concordent avec celles que fournissent des méthodes plus correctes. Par exemple, on peut définir une géodésique comme une courbe telle qu'en chacun de ses points, le plan osculateur soit normal au plan tangent à la surface en ce point. Partant de cette définition, on peut aisément obtenir des équations qui peuvent s'écrire dans la notation abrégée usuelle du calcul tensoriel :

$$\frac{\partial^2 x_\sigma}{\partial s^2} + \left\{ \alpha\beta, \sigma \right\} \frac{\partial x}{\partial s} \frac{\partial x_\beta}{\partial s} = 0 \qquad (\sigma = 1, 2)$$

Les équations d'Einstein en sont l'évidente généralisation et en diffèrent simplement en ce que les suffixes s'étendent aux valeurs 1, 2, 3, 4, au lieu de ne le faire que sur les valeurs 1, 2. Sa notation est d'ailleurs légèrement différente de la forme donnée ci-dessus, qui est due à Eddington.

Ces équations peuvent être obtenues par au moins deux autres méthodes. Einstein emploie une méthode de « déplacement parallèle » due à Levi-Civita et Weyl. Eddington montre que les équations sont satisfaites (ou non) indépendamment du choix des coordonnées, et qu'elles se réduisent aux équations d'une droite

pour des axes de Galilée. Cette droite est décrite avec une vitesse constante, de sorte que les équations d'Einstein peuvent être considérées comme une généralisation de la première loi de la dynamique de Newton.

En appliquant ces équations à l'exemple donné par Robb, on trouve que sa courbe d'espace-temps n'y satisfait pas, à moins que l'on n'ait $F''(x) = 0$. Cela signifie que $F(x)$ doit être une fonction linéaire de x, de sorte qu'elle ne peut remplir les conditions requises de s'annuler pour deux valeurs différentes de x, en laissant de côté le cas évident où $F(x) = 0$. Ainsi, l'ambiguïté paraît tenir, non pas aux équations du mouvement d'Einstein, mais simplement à la méthode particulière par laquelle on est arrivé au résultat.

En ce qui concerne l'utilité de modifier les idées d'Einstein sur la nature du temps, il serait risqué de donner dès maintenant une opinion décisive sur ce point. On peut noter que le nouveau livre de Whitehead sur le principe de la relativité s'efforce de combiner tous les résultats vérifiables de la théorie d'Einstein avec des idées quelque peu conservatrices concernant l'espace et le temps. La théorie ainsi modifiée conduit à quelques prévisions remarquables. A l'expérience de décider.

L. Brüninghaus.

Géodésiques d'espace-temps. — **Robb (A.-A.)** [*Nat.*, **110** (1922), 809-810]. — Discussion au sujet de la difficulté de trouver une définition pratique des géodésiques d'espace-temps, et en particulier d'un système d'axes de coordonnées de cet espace. — L. Brüninghaus.

Un paradoxe de la relativité. — **C. C. et Eddington (A.-S.)** [*Nat.*, **110** (1922), 844]. — Supposons deux triangles rectangles dont les petits côtés de l'angle droit se déplacent à la rencontre l'un de l'autre suivant une même droite, dont les autres côtés de l'angle droit sont très longs et parallèles, enfin dont les hypothénuses se coupent en un certain point X. Si l'angle en X est égal à 10", et si les triangles sont animés de vitesses égales à 10 milles par seconde, X se déplacera normalement à la base commune avec une vitesse environ double de celle de la lumière. Mais il ne s'agit pas d'un signal lumineux. — L. Brüninghaus.

Sur la courbure des rayons lumineux dans le champ de gravitation. — **Ogura (K.)** [*C. R.*, **173** (1921), 641]. — Equations des rayons lumineux dans un champ *statique* existant dans un espace *vide*; expression de la courbure du rayon lumineux. — A. Blanc.

Sur la théorie de la gravitation dans l'espace à deux dimensions. — **Ogura (K.)** [*C. R.*, **173** (1921), 909]. — Pour étudier l'orbite *plane* d'une planète, il suffit de considérer l'espace à deux dimensions, le temps étant ajouté comme troisième dimension. L'auteur montre qu'on obtient la forme de ds^2 de Schwarzschild-Eddington, si l'on admet, au lieu de la loi de gravitation d'Einstein, les conditions suivantes : 1° La courbure scalaire G de l'espace-temps à trois dimensions est nulle ; 2° L'espace-temps à trois dimensions est euclidien à l'infini ; 3° Le rapport de la courbure totale K de l'espace à deux dimensions ayant l'élément linéaire $d\sigma^2 = \lambda^2(x_1)\,dx_1^2 + x_1^2\,dx_2^2$ avec la courbure géodésique $\frac{1}{\rho}$ du rayon lumineux est constant. — A. Blanc.

La mécanique classique et la théorie de la relativité. — **Painlevé (P.)** [*C. R.*, **173** (1921), 677]. — Exposé des conclusions d'une étude critique de la théorie de la relativité, dans laquelle les postulats de cette théorie sont comparés à ceux de la mécanique classique. Le point le plus important est le suivant : dans

le cas d'un centre unique, les relativistes parviennent au ds^2 dont les géodésiques définissent le mouvement d'un point gravitant, en admettant *a priori* que, le temps t et les coordonnées polaires r, θ, ρ étant mesurées à la manière ordinaire, l'expression cherchée de ds^2 doit ne pas dépendre explicitement du temps et doit être symétrique par rapport à r, θ, φ autour de l'origine. Le ds^2 obtenu n'est pas le seul qui réponde à toutes ces conditions ; il en est une infinité d'autres dépendant de deux fonctions de r. Parmi ces derniers ds^2, il en est qui conduiraient à des conclusions contraires à celles qu'on déduit du ds^2 des relativistes.

A. Blanc.

Quelques remarques sur la théorie de la relativité. — **Picard** (E.) [*C. R.*, **173** (1921), 680]. — A propos de la note précédente, l'auteur signale les points qu'il trouve obscurs dans l'établissement de la théorie de la relativité générale. Il se demande, en particulier, si cette dernière permettrait d'expliquer, en allant jusqu'aux concordances numériques, l'expérience de M. Sagnac, relative à un système optique en rotation. — A. Blanc.

Sur la théorie de relativité et l'expérience de M. Sagnac. — **Langevin** (P.) [*C. R.*, **173** (1921), 831]. — Pour répondre au désir exprimé par M. Picard dans la note précédente, M. Langevin montre comment la théorie de relativité généralisée explique, de manière quantitative, le résultat de l'expérience de M. Sagnac. Il faut remarquer, d'abord, qu'il s'agit d'une expérience du premier ordre, nullement comparable par conséquent à l'expérience de Michelson, et sur laquelle toutes les théories sont d'accord. Mais bien que toutes les théories prévoient le résultat de M. Sagnac, l'auteur montre que c'est la théorie de la relativité généralisée qui en donne l'explication la plus simple et la plus naturelle : l'expérience considérée manifeste l'influence, sur la propagation de la lumière, du champ de gravitation particulier aux observateurs liés à la plate-forme en rotation, le même champ qui se manifeste mécaniquement par les effets de force centrifuge ou gyroscopiques. — A. Blanc.

Sur l'interprétation de l'expérience de Sagnac dans la théorie de la relativité généralisée. — **Ortvay** (R.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 176-178]. — Les forces de gravitation, produites par des masses éloignées en rotation, entraînent la lumière dans la direction du mouvement, avec un coefficient d'entraînement très faible. Dans un système de coordonnées tournant par rapport aux étoiles fixes, le mouvement de la lumière correspond à l'expérience de Sagnac.

G. Bruhat.

La gravitation dans la mécanique de Newton et dans la mécanique d'Einstein. — **Painlevé** (P.) [*C. R.*, **173** (1921), 873]. — Note très importante, qu'il est impossible de résumer ici, dont le but est de préciser les concordances et les divergences des deux théories. A signaler cette remarque : une confusion est souvent née d'un énoncé trop ramassé du principe de relativité, tel que celui qui consisterait à dire que « l'expression des lois de la nature est indépendante du mode de repérage qu'il nous plaît d'adopter ». Ainsi, étant donnée une sphère matérielle S très éloignée de tous les autres corps, si cette sphère tourne par rapport aux étoiles, on a pu croire que les observateurs emportés avec elle verront encore la lumière se propager en ligne droite, puisque l'expression des lois de la nature devrait rester la même. Il n'en est rien : en réalité, la lumière, d'après la théorie classique, décrira pour les observateurs de S une sorte de spirale, à courbure peu accentuée à cause de la grande vitesse de la lumière ; dans la théorie

d'Einstein, la modification à apporter à la théorie classique est si faible que la spirale décrite par la lumière coïncide avec la précédente à des divergences près imperceptibles. Cette remarque suffit à couper court à toutes les difficultés qu'on a cru pouvoir susciter à propos de l'expérience de M. Sagnac. L'auteur insiste encore dans la note actuelle sur le fait que la loi de gravitation d'Einstein n'est pas la loi *unique* imposée par sa théorie. — A. Blanc.

Sur les fonctions arbitraires figurant dans le ds^2 de la gravitation einsteinienne. — **Chazy** (J.) [*C. R.*, **173** (1921), 905]. — Si on considère un point mobile M soumis à l'action d'un centre matériel fixe O, les einsteiniens parviennent dans ce cas à l'expression connue de ds^2, en coordonnées polaires r, θ et φ; dans cette expression, r désigne non pas nécessairement la distance OM, mais *une fonction arbitraire de cette distance* (supposée définie indépendamment de la théorie de la relativité). Cette fonction f(OM) doit être telle, pour que le ds^2 obtenu se réduise au ds^2 euclidien quand OM augmente indéfiniment, que sa dérivée f' (OM) et par conséquent le quotient $\frac{f(\mathrm{OM})}{\mathrm{OM}}$ tendent vers l'unité quand OM tend vers l'infini. D'ailleurs les mêmes vérifications expérimentales restent valables, pourvu que la fonction f(OM) satisfasse à des conditions physiquement assez larges. Ces résultats sont contenus dans la note précédente de M. Painlevé; l'auteur y est parvenu de son côté. — A. Blanc.

Sur la relativité du temps. — **Esclangon** (E.) [*C. R.*, **173** (1921), 1340]. — Des définitions différentes du temps peuvent conduire à des conclusions contradictoires; l'auteur considère un axe Ox et, dans la direction perpendiculaire Oy, une étoile à éclipse infiniment éloignée; pour tout point de l'axe Ox, le temps est défini à tout instant par le numéro de l'éclipse aperçue à ce moment; dès lors, il n'est plus vrai que la vitesse de la lumière, se propageant le long de Ox, sera indépendante du sens et de tout mouvement de translation. D'autre part, on peut imaginer des vitesses (*non matérielles*) supérieures à la vitesse de la lumière, comme celle de la tache lumineuse produite, sur un écran éloigné, par un phare tournant; cela autorise la *conception* d'une vitesse infinie et par suite, semble-t-il à l'auteur, celle de *simultanéité absolue*. — A. Blanc.

L'électromagnétisme et le principe de relativité. — **Carvallo** (E.) [*C. R.*, **173** (1921), 1155]. — L'auteur montre que les équations de l'électromagnétisme dans les corps en mouvement sont invariantes dans le groupe des transformations de Galilée, pourvu qu'il n'y ait en présence que des conducteurs et des électrolytes.
A. Blanc.

Le problème de la relativité dans les diélectriques. — **Carvallo** (E.) [*C. R.*, **173** (1921), 1461]. — Etude des forces électromotrice et magnétomotrice induites dans un diélectrique, qui se meut dans un champ magnétique fixe ou dans un champ électrique fixe : elles jouent un rôle fondamental dans le problème de la relativité en électromagnétisme. — A. Blanc.

Le temps dans la mécanique classique et dans la théorie de la relativité. — **Le Roux** (J.) [*C. R.*, **173** (1921), 1074]. — Le paramètre t à la notion duquel on est conduit par la définition de l'isochronisme d'Einstein diffère en réalité du temps vulgaire. Un paramètre analogue à celui-là, soumis aux mêmes formules de transformation, intervient dans tous les phénomènes de propagation par ondes dans un milieu isotrope, quelles que soient la nature du phénomène et la constitution du milieu. — A. Blanc.

Interférence et réflexion dans un système mobile. — **Le Roux (J.)** [*C. R.*, 173 (1921), 1343]. — Développement des considérations exposées dans la note précédente, dans le cas des phénomènes d'interférence et de réflexion rapportés à un système de référence mobile dans le milieu considéré. — A. Blanc.

Sur les deux coefficients d'inertie de Lorentz pour les mouvements à grandes vitesses. — **Fontené (G.)** [*C. R.*, 173 (1921), 1066]. — Démonstration des formules qui donnent la *masse longitudinale* et la *masse transversale* d'un corps animé d'une grande vitesse, par une méthode différente de celle de Lorentz.

A. Blanc.

Champ électromagnétique compatible avec le champ gravifique correspondant. — **De Donder (Th.)** [*C. R.*, 174 (1922), 1228]. — Possibilité de construire un champ électromagnétique et gravifique sans l'intervention de forces ou de tenseurs appliqués, et sans l'intervention d'un champ massique. — A. Blanc.

Les points singuliers de l'Univers d'Einstein. — **Brillouin (M.)** [*Journ. de Phys.*, 4 (1923), 43-46].

Champ isotrope. Sphère fluide hétérogène. — **Brillouin (M.)** [*C. R.*, 174 (1922), 1585]. — Rappel des résultats de Schwarzschild, qui a obtenu les potentiels de gravitation d'une masse liquide sphérique, tant à l'extérieur de la sphère de densité matérielle δ_0 que dans tout l'intérieur. L'auteur montre ensuite comment cette solution permet de passer de la sphère homogène à la sphère formée de couches concentriques homogènes, et même à la sphère dont la densité δ varie d'une manière continue du centre à la surface. Si la loi de variation de δ est donnée à l'avance, le problème est, en gravitation einsteinienne, de même difficulté qu'en gravitation newtonienne ; mais si la variation de δ est la conséquence de la loi de compressibilité qu'on s'est donnée pour le milieu, le problème général prend un aspect beaucoup plus difficile : dans le cas d'une *atmosphère* (fluide dont la pression ne s'annule que si la densité s'annule elle-même), la question paraît plus difficile qu'en gravitation newtonienne. — A. Blanc.

Sur les vérifications astronomiques de la théorie de la relativité. — **Chazy (J.)** [*C. R.* 174 (1922), 1157]. — Abandonnant la conception d'un espace infini, Einstein, pour déterminer la loi de gravitation dans le vide, a proposé de remplacer les dix équations :

$$G_{\mu\nu} = 0 \qquad (1)$$

par les dix équations :

$$G_{\mu\nu} - \lambda g_{\mu\nu} = 0 \qquad (2)$$

où λ est une constante très petite en relation avec le rayon de l'Univers. Dans le cas d'un centre matériel ; les équations (1) conduisent au ds^2 de Schwarzschild, les équations (2) à un ds^2 un peu différent. Si l'on admet cette nouvelle expression du ds^2, on constate qu'il n'y a rien de changé dans l'allongement de la période de vibration des atomes quand ils se rapprochent du soleil, ni dans la déviation des rayons lumineux au voisinage du soleil, mais l'avance des périhélies planétaires renferme un terme de plus, contenant λ, qui donne une avance complémentaire proportionnelle à la durée de révolution de la planète. La comparaison avec l'expérience permet de fixer une limite inférieure du rayon de l'Univers : cette limite inférieure est de l'ordre de 1000 années de lumière, — A. Blanc.

Les lois de Képler et les orbites relativistes. — **Trousset** (J.) [*C. R.*, **174** (1922), 1160]. — Partant du ds^2 de Schwarzschild, l'auteur recherche si les formules qu'on en déduit donnent, par rapport aux lois de Képler, des écarts mesurables. Il arrive à la conclusion que l'écart entre les orbites einsteiniennes et képlériennes est de l'ordre du kilomètre, ce qui, aux distances ordinaires des planètes, est vu de la Terre sous un angle de l'ordre du millième de seconde d'arc. — A. Blanc.

Note sur les deux communications précédentes. — **Painlevé** (P.) [*C. R.*, **174** (1922), 1161]. — Les contradictions qui existent entre les deux notes précédentes, notamment pour le mouvement de Saturne, montrent la nécessité d'un vaste travail d'ensemble. La conclusion de M. Trousset, d'après laquelle la mesure directe du millième de seconde d'arc serait nécessaire pour trouver, entre la théorie de Newton et celle d'Einstein, un autre criterium que celui du périhélie de Mercure, est trop stricte. — A. Blanc.

La théorie classique et la théorie einsteinienne de la gravitation. — **Painlevé** (P.) [*C. R.*, **174** (1922), 1137]. — Exposé des corrélations et des divergences qui existent entre la théorie classique et la théorie einsteinienne de la gravitation, mettant nettement en évidence les postulats sur lesquelles reposent les deux théories. — A. Blanc.

Sur une coïncidence remarquable dans la théorie de la relativité. — **Sauger** (M.) [*C. R.*, **174** (1922), 1002]. — Etant donné un astre de masse m, le potentiel de gravitation newtonien est, à la distance r, $\frac{Gm}{r}$ (G étant la constante de gravitation). Si un corps tombe de l'infini en chute libre, il aura, à la distance r de l'astre, la vitesse :

$$V = \sqrt{\frac{2Gm}{r}}.$$

Il en résulte, dans la théorie de la relativité restreinte, que si l'on mesure un élément de ligne radial dr, on lui trouvera comme expression, les règles de mesure s'étant raccourcies :

$$\frac{dr}{\sqrt{1 - \frac{2Gm}{rc^2}}}$$

tandis qu'un élément de ligne tangentiel aura toujours pour évaluation $r\,d\theta$. Enfin les battements des horloges entraînées étant ralentis, une durée dt sera estimée

$$dt\sqrt{1 - \frac{2Gm}{rc^2}}.$$

On en déduit pour l'intervalle fondamental ds :

$$ds^2 = \frac{dr^2}{1 - \frac{2Gm}{rc^2}} + r^2\,d\theta^2 - dt^2\left(1 - \frac{2Gm}{rc^2}\right)$$

c'est-à-dire précisément la formule d'Einstein-Schwarzschild qui détermine l'intervalle fondamental dans le champ statique d'une particule. — A. Blanc.

La courbure de l'espace. — **Le Roux (J.)** [*C. R.*, **174** (1922), 924]. — Parmi les notions qui servent de base à la théorie de la relativité généralisée d'Einstein est celle de la courbure de l'espace. D'après M. Le Roux, elle repose sur une analyse inexacte et incomplète des faits. Dans la théorie des surfaces, la courbure totale est déterminée par la forme analytique de *l'élément linéaire*; celui-ci est la forme que prend le ds^2 euclidien à trois variables : $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$, quand on exprime les trois coordonnées en fonction de deux paramètres u et v. L'expression considérée implique donc une *comparaison entre deux formes de différentielles*, à deux et à trois variables, l'élément linéaire euclidien à trois variables ayant le sens concret, expérimental, d'une mesure effectuée à l'aide d'une règle que l'on peut déplacer sans altération de longueur. Si l'on considère une seule forme, comme dans la théorie de la relativité, on peut encore calculer des invariants, qui auront une signification analytique, mais auxquels on n'a le droit de faire correspondre aucune propriété de l'espace. L'auteur arrive, entre autres conclusions, aux suivantes : à un espace donné, il ne correspond *a priori* aucune forme quadratique qui s'impose comme expression de l'élément linéaire; il n'y a pas d'espaces euclidiens ou non euclidiens, mais seulement des métriques qui sont euclidiennes et d'autres qui ne le sont pas; l'univers est à volonté fini ou infini suivant la métrique choisie. — A. Blanc.

Hypothèses physiques et hypothèses géométriques. — **Borel (E.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1050]. — A propos de la note de M. Le Roux, l'auteur rappelle que dans une note antérieure [*C. R.*, **173** (1921), 189], il a établi une distinction nette entre les hypothèses de la physique, qui résument les résultats de nombreuses expériences, et celles de la géométrie, considérée comme une science abstraite, qui sont largement arbitraires. M. Le Roux se place au point de vue abstrait, tandis qu'Einstein se place au point de vue concret et regarde la géométrie comme une science physique : il ne peut pas y avoir de contradiction entre ces deux points de vue différents. — A. Blanc.

Sur la conception relativiste de l'espace. — **Zaremba (S.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 416]. — L'auteur ne trouve pas de sens aux assertions de la théorie de la relativité sur la nature de l'espace. — A. Blanc.

Contribution à l'interprétation physique de la théorie de la relativité. — **Raschevsky (N.-v.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922) 41-43]. — L'auteur admet, d'après Paschsky, que la vitesse de la lumière dépend de la vitesse de la source; mesurée, par rapport au temps local, dans un système en mouvement, elle paraît constante. Par une transformation de Galilée, on obtient, dans cette hypothèse, des formules analogues à celles de la transformation de Lorentz, mais sans contraction. — G. Bruhat.

Quelques remarques sur la relativité. — **Lecornu (L.)** [*C. R.*, **174** (1922) 337]. — Le principe de relativité (restreinte) est parfois énoncé ainsi : « Les lois de la nature sont les mêmes pour des observateurs qui sont en mouvement de translation uniforme l'un par rapport à l'autre. » Cet énoncé suppose que les axes de coordonnée des deux observateurs conservent une orientation invariable par rapport à la sphère céleste.

D'autre part, M. D. Berthelot a indiqué que le déplacement du périhélie de Mercure pourrait s'expliquer par l'intervention d'une force agissant, dans le plan de l'orbite, perpendiculairement à la vitesse et proportionnellement à cette vitesse.

L'auteur développe un calcul qui montre que la déviation einsteiniene des rayons lumineux au voisinage du Soleil peut être attribuée, à son tour, à l'action combinée d'une pareille force et de l'attraction newtonienne. — A. Blanc.

Les invariants newtoniens de la matière et de l'énergie radiante, et l'éther mécanique des ondes variables. — Sagnac (G.) [*C. R.*, 174 (1922), 29]. — L'auteur développe les conséquences mécaniques de la théorie, qu'il a proposée dans des notes antérieures (1919 et 1920), de la lumière et du vent d'éther qui traverse le globe terrestre dans son mouvement. Dans cette théorie, tout champ de radiation en translation est rapporté au système de référence solide invariable où la source de radiation est immobile. Ses conséquences mécaniques sont naturellement en contradiction avec celles de la théorie de la relativité. — A. Blanc.

Le principe de relativité dans les diélectriques. — Carvallo (E.) [*C. R.*, 174 (1922), 106]. — Suite de deux notes antérieures (1921). Tandis que la première équation vectorielle de l'électromagnétisme jouit de l'invariance de Galilée quand il s'agit de conducteurs en mouvement, l'invariance paraît disparaître dans les diélectriques ; cependant l'expérience de Michelson prouve qu'il n'en est rien. En réalité, les faits imposent cette loi qu'*une source animée d'une translation entraîne avec elle son train d'ondes électromagnétiques*. L'expérience de Michelson s'explique alors d'elle-même et le résultat de l'expérience de M. Sagnac n'est pas changé. — A. Blanc.

Vecteurs polaires et axiaux en physique. — Emde (F.) [*Zeits. f. Phys.*, 12 (1922), 258-264]. — On est conduit en géométrie à distinguer des vecteurs représentant des segments de droite et des vecteurs représentant des éléments de plan ; en cinématique, à distinguer des vecteurs polaires et des vecteurs axiaux. L'auteur arrive à la conclusion que ces distinctions ne sont pas applicables en dynamique et en électricité. On ne peut pas distinguer avec certitude si un vecteur dynamique ou électromagnétique est polaire ou axial, s'il doit être représenté par une flèche ou une couche double, par un cylindre tournant ou un disque tournant. Ces distinctions ne doivent donc pas être introduites dans le calcul vectoriel.

G. Bruhat.

Vecteurs polaires et vecteurs axiaux en physique. — Prandtl (L.). [*Zeits. f. Phys.*, 15 (1923), 159-163]. — L'auteur répond aux remarques d'Emde analysées ci-dessus. La différence entre les vecteurs qui représentent des droites et ceux qui représentent des éléments de surface est liée à la définition d'un groupe de transformations ; elle n'a donc pas de signification dans la physique non relativiste. Mais il n'existe aucune expérience dans laquelle les apparences soient différentes aux deux pôles d'un aimant, et dans laquelle un pôle sud se comporte autrement que comme le symétrique d'un pôle nord, tandis que de nombreuses expériences de passage du courant dans les gaz et les électrolytes présentent une dyssymétrie caractéristique. Les vecteurs électriques sont des vecteurs polaires ; les vecteurs magnétiques, des vecteurs axiaux. — G. Bruhat.

Le champ d'un électron d'après la théorie d'Einstein. — Cunningham (S.-J.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 276-280]. — La résolution des équations du champ d'un électron est donnée dans ce travail, en faisant l'hypothèse que $\lambda = \mu$.

L. Brüninghaus.

Le système des tensions dans un champ électromagnétique à quatre dimensions. — **Milner (S.-R.)** [*Phil. Mag*, 46 (1923), 125-128]. — Interprétation du tenseur de Sommerfeld [*Ann. der Phys.*, 32 (1910), 769]. — A Foch.

Tenseurs de types donnés dans l'espace Riemannien. — **Franklin (P.)** [*Phil. Mag*, 45 (1922), 998-1 009]. — D'après la relativité, toutes les lois physiques finissent par se traduire par une égalité tensorielle. Il est donc important de déterminer quels tenseurs d'un type déterminé sont possibles. Tel est l'objet du mémoire, dont l'intérêt paraît être surtout mathématique. — A. Foch.

Sur un travail de A. Friedman « Au sujet de la courbure de l'espace ». — **Einstein (A.)** [*Zeits. f. Phys.*, 11 (1922), 326]. — Le travail en question ne fait que démontrer la constance de la courbure du monde. — M. Hanot.

Quelques remarques sur les équations de la gravitation. — **Juvet (G.).** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 323?]. — Communication ayant pour but de montrer qu'il est possible de mettre les équations de la gravitation sous forme canonique.

Il est intéressant de constater la contribution qu'apporte à la relativité une branche de l'analyse aussi abstraite que le calcul fonctionnel; les mathématiciens comme MM. Volterra, Hadamard, de Donder, Levy et Frechet ont devancé l'appel des physiciens. — R. Fric.

Le champ de gravitation d'une particule d'après la théorie d'Einstein. — **Combridge (J.-T.)** [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 726-732]. — On sait que les équations du champ de gravitation sont insuffisantes pour déterminer les paramètres, λ, μ, ν figurant dans l'expression du ds^2. L'article actuel montre comment cette indétermination prend naissance dans la résolution des équations du champ de gravitation et donne les expressions des paramètres λ, μ, ν au moyen d'une seule fonction arbitraire. — A. Foch.

Les identités de la théorie d'Einstein. — **Harward (A.-E.)** [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 380-382]. — Démonstration de l'identité

$$(B_{\mu\nu\sigma\rho})_\tau + (B_{\mu\sigma\tau\rho})_\nu + (B_{\mu\tau\nu\rho})_\sigma = 0.$$

R. Fortrat.

Vitesse d'un rayon lumineux dans un corps en mouvement. — **Laue (M. von)** [*Zeits. f. Phys.*, 10 (1922), 89-90]. — L'emploi correct d'un tenseur symétrique énergie-impulsion de M. Abraham ou celui de tenseur asymétrique de Minkowski conduit au même résultat. — R. Fortrat.

Réponses aux remarques d'Einstein sur mon travail « contribution au problème cosmologique. » — **Selety (Fr.)** [*Ann. der Phys.*, 22 (1923), 58-66]. — Le travail en question et les remarques d'Einstein ont été publiés aux *Ann. der Phys.*, 68 (1922), 281 ; 69 (1922), 436. Réponses de l'auteur sur une série de points de détail. — L. Brillouin.

La gravifique einsteinienne. — **De Donder (Th.)** [*Ann. Obs. Roy. Belgique*, 1 (1921), 74-268]. — Ce mémoire est un ensemble coordonné de notes et de communications publiées depuis plusieurs années par MM. de Donder et Vanderlinden dans différents périodiques belges et hollandais; il embrasse toute la théorie de la relativité, la relativité restreinte y étant regardée comme un cas particulier de la relativité généralisée.

M. de Donder met à la base de sa synthèse le principe d'Hamilton sous sa forme la plus générale (donnant immédiatement le terme cosmologique) :

$$\delta \int_\Omega (a + bG + \Lambda) \sqrt{-g}\, dx_1\, dx_2\, dx_3\, dx_4 = 0.$$

a et b étant deux constantes universelles, G étant la courbure totale et Λ l'invariant matériel et électromagnétique ; cette équation est équivalente à la suivante :

$$2b\, G_{\mu\nu} \sqrt{-g} - \lambda g_{\mu\nu} = \mathfrak{T}_{\mu\nu}$$

où $\lambda = (a + bG)\sqrt{-g}$, $\mathfrak{T}_{\mu\nu}$ étant la densité tensorielle d'énergie matérielle et électromagnétique. L'auteur donne à la divergence de la densité tensorielle $\mathfrak{T}_{\alpha/\beta}$ le nom de force totale généralisée ; comme conséquence des équations de la gravitation, cette force totale est nulle, résultat qui permet d'introduire des composantes de l'énergie de gravitation.

M. de Donder, passant ensuite à la théorie des tenseurs et densités tensorielles, montre que le facteur intégrant de l'intégrale d'Hamilton est un invariant pour les changements de coordonnées ponctuelles les plus généraux. Au point de vue purement logique, peut-être aurait-il été préférable d'inverser cet ordre d'exposition, puisque c'est en grande partie par des conditions d'invariance qu'on se laisse guider dans le choix de la fonction à adopter pour l'intégrale d'Hamilton. Signalons une étude extrêmement intéressante sur les rayons et ondes gravifiques, reprise en détail quelques chapitres plus loin à propos des rayons et ondes électromagnétiques, et fondée sur la théorie des caractéristiques des équations aux dérivées partielles du second ordre ; cette étude comprend comme cas particulier le théorème de Fermat.

Dans les deux chapitres suivants, l'auteur traite le cas hydrodynamique où la fonction $\Lambda\sqrt{-g}$ de l'intégrale d'action doit être prise égale à μW, μ étant la densité du fluide au point considéré, $W = \sqrt{g_{\mu\nu}\, u^\mu u^\nu} = 1$, et $u^i = \dfrac{dx^i}{ds}$. M. de Donder montre que la dégénérescence de la force totale généralisée entraîne pour conséquence l'équation de continuité, que les trajectoires des particules du fluide sont définies par $\delta \int V dt = 0$, où V est la vitesse généralisée $\dfrac{ds}{dt}$, et que l'existence de pressions internes n'apporte pas de grosses complications au problème.

L'auteur passe ensuite à l'étude du champ électromagnétique, la fonction Λ étant prise égale à $\dfrac{1}{4} M_{\alpha\beta} M^{\alpha\beta}$, où les $M_{\alpha\beta}$ sont les composantes du champ électromagnétique. Comme conséquence des équations de la gravitation, la force totale généralisée doit être nulle, ce qui conduit à une condition à laquelle doivent satisfaire les $M_{\alpha\beta}$; cette condition n'étant, en général, pas vérifiée, on ne peut éviter la contradiction que par ces deux moyens : ou bien introduire une force appliquée égale et opposée à la force totale généralisée non nulle, — c'est là, au fond, le moyen adopté par Einstein dans son mémoire des Sitzungsberichten de l'Académie de Prusse en 1919, et par Lorentz qui admit à côté du terme électromagnétique un terme purement matériel dans l'expression de l'intégrale d'action, — ou bien alors en écrivant la fonction Λ de la manière suivante :

$$\Lambda = \frac{1}{4} M_{\alpha\beta} M^{\alpha\beta} W.$$

M. de Donder reprend, du reste, l'hypothèse de Lorentz dans un chapitre

consacré à ce qu'il appelle un « champ matériel », la fonction Λ ayant pour expression :

$$\mu W + \frac{1}{4} M_{\alpha\beta} M^{\alpha\beta}.$$

Puis l'auteur développe très complètement le problème de Schwarzschild sur le champ gravifique extérieur et intérieur à une sphère homogène matérielle, et applique les résultats trouvés à l'électron de Poincaré ; en particulier, comme loi de force électrique à l'extérieur de l'électron, il retrouve exactement la loi de Coulomb.

Les chapitres suivants se rapportent à l'étude des orbites planétaires, à la déviation des rayons lumineux au voisinage du Soleil, au déplacement vers le rouge des raies du spectre solaire, à la forme de l'Univers fermé d'Einstein, à la généralisation du théorème de Coriolis ; enfin le dernier chapitre est consacré à la relativité restreinte considérée, nous l'avons déjà dit, comme un cas particulier de la théorie générale.

Dans une vingtaine de notes, à la fin de ce long et beau mémoire, M. de Donder donne le détail d'un certain nombres de calculs qui auraient alourdi par trop le mémoire lui-même, et qui auraient risqué de diminuer sa clarté.

J. Rossignol.

Remarque au sujet du monde de de Sitter. — Lanczos (K.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 539-543]. — Suite d'une discussion, au sujet de la solution donnée par de Sitter à « l'équation cosmologique » et d'après laquelle le tenseur de la matière s'annule en tous points. L'auteur montre que les résultats donnés par Weyl sur ce sujet conduisent à une contradiction. Il reprend ensuite les calculs de celui-ci et arrive à un résultat différent bien qu'ayant suivi une marche analogue.

M. Hanot.

Masse inerte, pesante, et créatrice de champ. — Reichenbächer (E.) [*Zeits. f. Phys.*, 15 (1923), 276-279]. — La masse qui crée le champ de gravitation doit être distinguée de la masse d'inertie et de la masse pesante. Lorsque, par exemple, le noyau de l'atome d'hydrogène perd, en entrant dans un autre noyau atomique, 0,0077 unité de masse, qui se transforment en énergie rayonnée, il est possible que le champ créé ne soit pas modifié, ou ne soit modifié que dans une proportion plus faible. Il serait ainsi impossible que toute la masse de l'univers soit dissipée en rayonnement ; d'ailleurs, dans l'univers cylindrique d'Einstein, il est possible que l'énergie rayonnante se recombine pour redonner de la matière et assurer ainsi aux phénomènes un cycle éternel.

G. Bruhat.

Sur le problème de la rotation dans la relativité généralisée. — Lanczos (K.) [*Zeits. f. Phys.*, 14 (1923), 204-219]. — La relativité attribue la force centrifuge à une action gravifique des autres masses sur celle qui est en mouvement relatif. Cette force disparaîtrait donc si le corps en rotation existait seul. Cette conception est discutée et soumise à plusieurs objections :

1° La densité en un point peut toujours être prise assez grande pour qu'on puisse négliger le champ extérieur par rapport à celui de la masse considérée.

2° Rien n'empêche de supposer que les lignes d'univers d'un corps isolé soient des hélices, ce qui conduirait à une force centrifuge. L'introduction d'une ligne d'univers n'y change rien d'essentiel.

3° Force centrifuge et force de gravitation ne peuvent pas être séparées de

façon invariable, elles constituent ensemble la force d'inertie. Il devrait alors y avoir disparition de la force d'inertie pour un corps isolé et le champ de gravitation d'une sphère isolée serait lui-même remis en question.

4° Les conclusions de Thirring sur les forces de Coriolis et la force centrifuge à l'intérieur d'une sphère creuse en rotation ne sont valables qu'en partie et ne sont pas démontrées parce que le tenseur matériel qui est à la base de cette étude ne satisfait pas la condition de divergence. La correction à apporter à ce calcul est discutée. — R. Fortrat.

Remarque sur le travail de K. Lanczos : contribution au problème de la rotation dans la théorie de la relativité généralisée. — Reichenbächer (E.) [*Zeits. f. Phys.*, 15 (1923), 273-275]. — L'auteur n'est pas d'accord avec Lanczos sur les solutions statiques de symétrie sphérique des équations de la gravitation : les équations ne sont valables qu'à l'extérieur de la particule élémentaire, dont l'intérieur et la surface ne nous sont pas accessibles.

G. Bruhat.

Une simplification des équations de gravitation d'Einstein. — Lanczos (K.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 537-539]. — On peut, par une transformation convenable des coordonnées, données dans un système quelconque, obtenir pour des champs de gravitation infiniment petits, des simplifications déjà signalées dans des cas très particuliers, à savoir que les expressions de R_{ik} ne contiennent les dérivées secondes que d'une seule fonction G_{ik}. — M. Hanot.

Pesanteur. Gravitation.

Gravitation et théories des quanta. — Bucherer (A.-H.) [*Ann. der Phys.*, 68 (1922), 1-10]. — Le raisonnement de A.-H. Bucherer est le suivant : un quantum lumineux d'énergie $h\nu_0$, de masse m_0, part de l'infini pour arriver à une distance r d'un corps pesant de masse μ ; le travail accompli aux dépens de l'énergie de gravitation est $\frac{Gm\mu}{r}$; l'énergie du quantum est supposée diminuer d'autant; la fréquence devient donc ν, telle que :

$$h\nu = h\nu_0 - \frac{Gm\mu}{r}.$$

Or $m = \frac{h\nu}{c^2}$, c étant la vitesse de la lumière. Donc.

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{G\mu}{c^2 r}\right),$$

formule qui coïncide avec celle d'Einstein donnant le déplacement des raies d'un spectre émis dans un champ de gravitation. Mais l'auteur ne s'en tient pas là. Puisque, dit-il, énergie de rayonnement et matière se transforment l'un dans l'autre, les raisonnements précédents sont applicables à la matière, et il en déduit le mouvement du périhélie de Mercure et la déviation des rayons lumineux au voisinage du soleil.

Inutile de dire que ces raisonnements bizarres ne démontrent rien du tout, et qu'il ne faut voir dans ces résultats qu'une coïncidence curieuse.

J. Rossignol.

L'application de l'effet Eötvös dans le système solaire mobile. — **Szolnoki (J.)** [*Ann. der. Phys.*, 67 (1922), 73-76]. — L'observation des effets prévus exigerait des vérifications pendulaires extraordinairement précises, effectuées de préférence à l'époque des solstices. — M. Pauthenier.

Application de la balance d'Eötvös à l'étude de champs de gravitation locaux. — **Shaw (H.) et Lancaster-Jones (E.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, 35 (1923), 204-212]. — Expériences faites dans une salle du sous-sol du musée de South Kensington. Les résultats légitiment ce qui est dit de la sensibilité de la balance, et de sa fidélité, tout au moins pour des recherches au laboratoire. Il est vraisemblable qu'en campagne, les résultats seraient également bons, si on élimine les perturbations calorifiques. — Ed. Salles.

Note sur l'accélération de la pesanteur pour le bismuth. — **Potter (H.-H.)** [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 187-188]. — L'accélération de la pesanteur est déterminée par la méthode du pendule. Le pendule consiste en une tige cylindrique creuse où l'on peut introduire le corps à étudier. La période est, dans chaque cas, comparée à celle d'un pendule étalon en invar. Le bismuth et le laiton donnent même période d'oscillation à 0,000 02 près. Donc l'affirmation de Brush, qui trouva que l'accélération du bismuth était inférieure à celle du zinc dans le rapport 0,72, est erronée (V. p. 685 D.). — J. Cabannes.

Mouvements périodiques d'un solide pesant, peu différents de précessions régulières. — **Avenanti (I.)** [*Nuov. Cim.*, 22 (1921), 303-320]. — Etude mathématique des mouvements d'un solide pesant mobile autour d'un point fixe dans des cas plus généraux que celui de Lagrange, où l'ellipsoïde d'inertie relatif au point fixe est de révolution autour d'un axe passant par le centre de gravité.

R. Chevallier.

Observations de la gravité dans l'Inde. — **Oldham (R.-D.)** [*Nat.*, 110 (1922), 665]. — Cette note passe en revue et discute les mesures d'intensité de la pesanteur faites à Dehra Dun à diverses reprises. On a observé des petites variations qui peuvent être réelles, en raison de la situation encore instable de cette région, sujette à des tremblements de terre, mais qui peuvent bien aussi n'être qu'apparentes, et résulter d'erreurs dans les mesures. La question n'est pas tranchée. — L. Brüninghaus.

Variations de gravité. — **Lenox-Conyngham (G.-P.) et Wright (C.-S.)** [*Nat.*, 110 (1922), 874-875]. — Remarques au sujet d'une précédente note, qui suggère la possibilité d'une variation de g à Dehra Dun (Inde). La réalité de cette variation ne pourra être considérée comme un fait accompli que lorsque l'on se sera assuré que, au retour des pendules au poste de base (Kew), ceux-ci ont conservé la durée d'oscillation qu'ils avaient avant le départ pour l'Inde. — L. Brüninghaus.

Expériences faites avec l'aiguille à gravitation dans le vide. — **Barus (C.)** [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 8 (1922), 13-15]. — Les observations de nuit faites avec un appareil à gravitation dans le vide permettent d'espérer pour la constante de gravitation des résultats précis, surtout si l'on a soin de choisir une saison de température uniforme, et un vide assez poussé.

L. Brüninghaus.

Les positions d'équilibre de l'aiguille de gravitation dans le vide en 1921 et 1922. — **Barus (C.)** [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 8 (1922), 327-330]. — Les nombres obtenus montrent que les variations de l'appareil sont périodiques, et que

la période est égale à 24 heures. Ces variations paraissent dépendre d'une origine météorologique, elles pourraient être produites par les radiations solaires.

L. Brüninghaus.

Répartition de l'énergie dans le pendule double. — Rowell (H.-S.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 382-383]. — Quand l'énergie potentielle ou cinétique est écrite sous forme d'une somme de carrés, le rapport de l'énergie potentielle ou cinétique exprimée dans un système de coordonnées à sa valeur dans l'autre système est, pour un mode normal, l'inverse du même rapport pour l'autre mode normal. — R. Fortrat.

Sur certaines mesures dans un appareil à deux pendules. — Schumann (R.) [*Zeits. f. Inst.*, **41** (1921), 352-355]. — Pour mesurer les différences d'intensité de la pesanteur à l'intérieur d'un cadre, l'auteur a imaginé d'employer deux pendules que l'on peut relier par un lien rigide et d'étudier les oscillations de chacun d'eux pris isolément et du système. Le lien imaginé par l'auteur est représenté par la fig. ci-dessous : une mince plaque d'aluminium percée de trous est



fixée à l'un des pendules ; l'autre pendule porte une pointe que l'on peut enfoncer dans l'un des trous ; ceux-ci sont légèrement décalés les uns par rapport aux autres, de sorte que le joint peut varier de longueur par fractions de mm ; son poids est de 0,25 g. Quand la pointe est enfoncée, la liaison est pratiquement rigide. — A. Foch.

Effet de la température sur l'attraction gravifique. — Shaw (P.-E.) et Davy (W.) [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1922), 46-47]. — Tentative pour déceler à l'aide d'une balance de torsion du type Boys-Cavendish des variations de l'attraction suivant la température des corps attirés. Contrairement à des résultats obtenus antérieurement et probablement erronés, l'action de la température serait indécelable par l'expérience. — L. de Broglie.

Influence de la température sur l'attraction newtonienne. — Shaw (P.-E.) et Davy (N.) [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 680-691]. — On admet toujours, mais sans preuve, que la masse des corps célestes est indépendante de la température. Shaw et Davy, ayant perfectionné une balance de Cavendish, qu'ils avaient déjà employée en 1915, ont repris des mesures d'attraction entre 25° et 250°C. La moyenne des lectures de onze séries conduit à un effet qui serait inférieur à 2.10^{-6} par degré. Les écarts trouvés étant de l'ordre des erreurs d'expérience on ne peut conclure que cet effet existe. — C. Gutton.

La théorie de Majorana sur la gravitation. — Russel (H.-N.) [*Astroph. Journ.*, **54** (1921), 334-347]. — Pour interpréter des expériences très délicates sur des pendules, Majorana a proposé d'admettre que la force de gravitation s'affaiblit en traversant la matière, comme la lumière en traversant les corps absorbants. Norris Russell montre que cette hypothèse est incompatible avec les observations astronomiques.

Il résulte en effet de cette absorption de la gravitation que la masse apparente des corps célestes déterminée au moyen de leur attraction est plus petite que leur masse vraie, dans un rapport que les expériences de Majorana permettent de calculer.

Si alors on admet que l'inertie de ces corps est égale à leur masse vraie, et si l'on détermine leurs mouvements en tenant compte de l'absorption de la gravitation, on trouve des résultats différents de ceux que donnent les observations. Par exemple quand Jupiter est en quadrature avec le Soleil, l'angle Soleil-Jupiter-Terre est 11°5' : d'après la nouvelle théorie, il devrait dépasser cette valeur de 6'56". L'observation permettrait de déceler des différences 500 fois plus petites. — Quand la petite planète Eros est au périhélie et en même temps tout près de l'opposition, comme c'était le cas en 1901, l'écart entre la longitude géométrique donnée par l'observation et celle qui résulterait de la théorie de Majorana serait égal à 1°, 5000 fois plus grand que l'écart tolérable. L'action perturbatrice du Soleil sur le mouvement de la Lune devrait être augmentée de trois fois sa valeur ; les marées à la surface de la Terre seraient changées du tout au tout, l'action moyenne de la Lune devant être augmentée des 3/4 de la valeur que la théorie de Newton lui attribue, celle du Soleil de près de 300 fois la valeur de la sienne.

Si l'on admet que la masse d'inertie d'un corps est égale à sa masse gravitationnelle apparente, l'hypothèse de Majorana laisserait les mouvements des planètes se faire suivant la loi de Newton, si l'on pouvait introduire partout les masses apparentes au lieu des masses vraies. Mais cela n'est pas toujours possible, car si un corps se trouve placé sur la droite qui en joint deux autres, il faudra introduire sa masse vraie pour calculer l'absorption de gravitation qu'il produit. Les effets qui résultent de cette circonstance sont négligeables pour les planètes, petits pour la Lune : ils sont importants pour ce qui concerne les marées. Les marées en un point de la Terre devraient être moins fortes quand l'astre attirant est au-dessous de l'horizon de ce point que lorsqu'il est à la même distance au-dessus, deux fois si cet astre est la Lune, 370 fois si c'est le Soleil. Les observations de Michelson et Gale sur les marées montrent que s'il y a une absorption de la gravitation, à travers la Terre, elle ne peut dépasser 0,0002 de la valeur assignée par Majorana.

L'hypothèse de l'absorption de la gravitation par la matière doit donc être abandonnée d'une façon définitive. Les expériences de Majorana, si toutefois leurs résultats ne résultent pas d'erreurs systématiques, doivent dès lors s'interpréter d'autre façon ; peut-être indiquent-elles que la masse d'un corps est modifiée par le voisinage d'autres corps. — F. Croze.

La théorie de la gravitation de Majorana. — **Eddington (A.-S.)** [*Astroph. Journ.*, 56 (1922), 71-72]. — L'auteur fait remarquer qu'il est possible de concilier les résultats des expériences de Majorana sur l'absorption de la gravitation avec le fait, mis en évidence par Russel, qu'il n'y a pas d'absorption de la gravitation par les planètes. Il suffit de tenir compte de la relativité du champ de gravitation et de remarquer qu'il n'y a pas de champ de gravitation relativement à une planète, qui tombe librement vers le Soleil. La théorie de Majorana présente d'ailleurs d'énormes difficultés : si elle était correcte, il serait possible de réaliser le mouvement perpétuel. — F. Croze.

Action d'une masse sphérique homogène sur l'unité de masse en un point de sa surface si l'on tient compte du phénomène Majorana d'absorption du flux gravitationnel. — **Boggio Lera (E.)** [*Nuov. Cim.*, 23 (1922), 215-223]. — Rappel des conclusions principales de Majorana exposées en

1919 et 1920 aux *Rend. R. Accad. dei Lincei*. Comme hypothèse fondamentale, il admet que la matière émet un flux énergétique spécial, flux gravitationnel, et que dans son passage à travers une couche d'épaisseur dx de densité δ ce flux φ subit une diminution

$$d\varphi = -h\varphi\delta\, dx,$$

où h est un coefficient constant dont l'ordre de grandeur, par des considérations théoriques, avait été fixé à 10^{-12} et que l'expérience précisa :

$$h = 6{,}73.10^{-12}.$$

Appliquant ces idées au cas d'une sphère, Majorana avait calculé la fonction ψ qui lie sa masse apparente M_a à sa masse vraie M_v par la relation.

$$M_a = \psi\, M_v.$$

L'auteur, lui, détermine l'action F_r d'une sphère sur l'unité de masse placée à sa surface en admettant la même absorption pour le flux de force au sens habituel du mot. Il trouve :

$$F_r = \psi\, F_n,$$

F_n étant la force newtonienne ordinaire ; ψ, la fonction déjà écrite qui, aux infiniments petits supérieurs près, se réduit à

$$\psi = e^{-\frac{3}{4}h\delta R}$$

ce qui, dans le cas de la terre, fournit

$$\psi = 0{,}9823$$

et ferait passer l'accélération g de 980 à 999,96 si le phénomène de Majorana n'existait pas. — R. CHEVALLIER.

Discussion d'une théorie cinétique de la gravitation II; et quelques nouvelles expériences sur la gravitation. — Brush (C.-F.) [*Proc. Amer. Phil. Soc.*, **61** (1922), 167-183]. — L'auteur décrit une série d'expériences sur les durées d'oscillations des pendules et sur la chute des corps, d'après lesquelles deux masses égales de bismuth et de zinc n'auraient pas exactement le même poids. — F. CROZE.

Discussion d'une nouvelle théorie cinétique de la gravitation et quelques nouvelles expériences sur la gravitation. — Brush (C.-F.) [*Phys. Rev.*, **18** (1922), 125-126]. — *Théorie cinétique et gravitation.* — D'après la théorie de l'auteur, la gravitation est due à l'énergie intrinsèque de l'éther, qui est supposé exister sous la forme d'ondes ou sorte de flux d'énergie, propagé à grande vitesse dans toutes les directions concevables, de sorte que l'énergie de l'éther soit isotrope et soit uniformément distribuée partout, en laissant à part les modifications qu'elle subit par la présence de la matière.

Les ombres d'énergie qui se mêlent entre les corps gravitants constituent une région de densité d'énergie inférieure à la normale, vers laquelle les corps sont poussés par la densité d'énergie supérieure qui existe au dehors. L'auteur établit, comme conséquence de sa théorie, que l'énergie d'un corps qui tombe provient de l'éther.

Nature de l'énergie de l'éther. — On propose l'hypothèse que l'éther est de l'énergie abstraite, qui n'est associée avec rien. Si la théorie du quantum d'énergie est soutenable, on pourrait regarder l'éther comme *une vaste atmosphère de quanta d'énergie en agitation violente.*

Le diamagnétisme peut modifier le champ de gravitation d'une substance diamagnétique comme le bismuth. — La très légère perméabilité magnétique *négative* du bismuth *peut produire une légère réflexion ou diffusion du flux d'énergie de gravitation.* C'est cette manière de voir qui a poussé l'auteur à entreprendre la première de la série d'expériences suivantes :

1. *Les attractions gravitationnelles d'un kg de bismuth et d'un kg de zinc, pour une petite balle d'argent ne sont pas égales.* — On s'est servi d'un appareil de Boys légèrement modifié. Les masses de bismuth et le zinc étaient des cylindres de même forme et de même taille, les déviations étant rapportées à 1 kg. *Si on représente par 100 l'attraction du zinc, celle du bismuth ne vaut qu'environ 72.*

2. *Un pendule de gravité à masse de bismuth possède une période plus courte qu'un pendule similaire d'exactement même longueur à masse de zinc.* — Cet énoncé est le résultat de nombreuses expériences, soigneusement choisies, et conduites avec soin.

3. *Un pendule de torsion ayant des bras horizontaux égaux, chargé avec des poids égaux de bismuth, possède une période plus courte que lorsque les bras sont chargés avec des poids égaux de zinc, de même poids que ceux de bismuth, les rayons de giration étant exactement les mêmes dans les deux cas.* — Conclusion de nombreuses expériences.

L'auteur n'affirme pas que le diamagnétisme soit la cause du remarquable comportement du bismuth, mais le croit probable : il lui paraît clair, en tous cas, que les grandeurs *poids* et *masse* ne sont pas liées par une relation aussi simple qu'il a été supposé jusqu'à présent (V. p. 681 D.). — L. Brüninghaus.

Quelques curiosités mécaniques en rapport avec le champ de force terrestre. — Lambert (W.-D.) [*Amer. Journ. Sc.*, 2 (1922), 129-158]. — Soit un point matériel soumis à la fois à la pesanteur et à l'action de la force centrifuge due à la rotation terrestre. Des considérations élémentaires de mécanique établissent que :

1) L'atmosphère doit avoir la forme, non d'une sphère, mais d'une surface de révolution présentant une ligne anguleuse dans le plan de l'équateur.

2) Les distances au centre de la terre des deux niveaux nord et sud d'un lac sont différentes, le niveau le plus distant étant le plus éloigné des pôles, etc...

Ces résultats tiennent tout simplement à ce que la force centrifuge est nulle sur la ligne des pôles et maximum dans le plan de l'équateur. — A. Foch.

Le mouvement relatif des fluides par rapport à la terre en rotation. — Green (G.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 52-62]. — Après avoir écrit les équations classiques du mouvement relatif des fluides, l'auteur applique les résultats à une atmosphère isotherme incompressible ; il trouve par exemple que, dans le cas d'un vent Sud-Nord, les isobares sont des droites parallèles de même direction. Le cas des cyclones et des anticyclones avait été précédemment étudié [*Phil. Mag.*, 41 (1921) et 42 (1921)]. A. Foch.

La tendance directive des corps allongés — Lambert (W.-D.) [*Nat.*, 109 (1922), 271-272]. — L'auteur poursuit une discussion qui a déjà fait l'objet de plusieurs communications. Il étudie ici le mouvement des corps flottants, qui tend à les diriger vers l'équateur. — L. Brüninghaus.

Influence de l'attraction lunaire sur une balance à fil de quartz. — **Hartsough (R.-C.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 282-283]. — L'appareil utilisé est une balance à fil de quartz du type de celle de Threlfall. Elle permet de déceler un minimum et un maximum du champ de gravitation au moment des passages supérieur et inférieur de la Lune au méridien. — D. CHALONGE.

HYDROSTATIQUE. HYDRODYNAMIQUE. AÉRODYNAMIQUE.

Le principe d'Archimède dans les milieux solides. — **Burgatti (P.)** [*Rend. Accad. Sc. Bologna*, **24** (1919-1920), 85-90]. — L'auteur a déjà montré qu'un corps rigide placé dans un milieu élastique subit une poussée fournie par le principe d'Archimède comme conséquence mathématique de la théorie de l'élasticité. Il reprend le calcul avec plus de rigueur et aboutit à cette conclusion qu'en général l'équilibre ne subsistera pas. Le corps se mouvra très lentement, ce qui n'empêche pas que l'équilibre pourra se rétablir après un déplacement *fini* peut-être même très petit. — R. CHEVALLIER.

Sur un nouveau flotteur aérien. — **Cahen (O.)** [*C. R.*, **173** (1921), 548]. — Le principe de ce flotteur consisterait à réaliser un vide suffisant dans une enveloppe qui devrait être à la fois rigide et légère. Considérations sur la possibilité de réaliser ce principe. — A. BLANC.

Note sur la variation du niveau dans un réservoir en communication avec une mer à marées. — **Chapman (S.)** [*Phil. Mag.*, **46** (1923), 101-107]. — Soit une mer à marée en communication, par un canal de section a, avec un bassin d'aire A. La différence de niveau entre la mer et le bassin, ainsi que l'énergie maximum que peut produire cette différence dépendent de l'amplitude de la marée et du rapport a/A ; l'auteur donne les formules reliant entre elles ces diverses quantités, formules intéressantes dans l'utilisation de la puissance des marées et la vidange des réservoirs au bord de la mer. — A. FOCH.

Nouvelle constatation sur les lois de la résistance des liquides et de l'air. — **Wieselsberger (C.)** [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 321-328]. — Soit un corps se déplaçant dans un fluide de densité ρ avec une vitesse relative v. Le coefficient de résistance k défini par la formule

$$R = k\rho S \frac{v}{2}$$

(où S est le maître couple)

1. est pratiquement constant quand le nombre de Reynolds est compris entre 500 et 200 000.

2. présente une chute brusque quand le nombre de Reynolds passe de 200 000 à 500 000 ; il semble croître ensuite. — A. FOCH.

La trajectoire d'un solide plat tombant dans l'eau. — **Wetherell (E.-W.)** [*Nat.*, **110** (1922), 845]. — Jolie expérience, qui consiste à laisser tomber un petit cristal de nitrate d'argent dans de l'eau légèrement acidulée par de l'acide chlorhydrique. La trajectoire, qui apparaît sous la forme d'une légère trace blanche

de chlorure d'argent, persiste un temps suffisant pour qu'on puisse la photographier. — L. Brüninghaus.

Etudes sur la résistance de l'eau : influence de la forme de la section du navire par le plan d'eau. — Havelock (T. H.) [*Proc. Roy. Soc.*, 103 (1923), 571-585]. — Etude théorique de la résistance éprouvée par un poteau vertical dans un courant uniforme ; la section horizontale du poteau ressemble à celle d'un navire et on fait varier sa forme en gardant son aire constante.

La méthode employée est due à Michell [*Phil. Mag.*, 45 (1898), 106] ; elle nécessite quelques corrections. Dans le cas de profils paraboliques, on peut évaluer la résistance en fonction de la vitesse. L'auteur est conduit à évaluer certaines intégrales nouvelles de la forme

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{2n} \varphi \sin (p \sec \varphi) \, d\varphi.$$

La variable importante est $\frac{V}{\sqrt{L}}$ (V, vitesse ; L, longueur).

V étant évaluée en nœuds et L en pieds, la valeur critique $\frac{V}{\sqrt{L}} = 1,1$ à $1,2$ sépare les modèles à avant mince des autres. Les résultats théoriques sont en accord assez bon avec le fait que les navires à avant mince doivent se tenir à une vitesse voisine de $\sqrt{L}$. E. Darmois.

Mouvement de sphères dans les fluides en repos. — Hirsch (P.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 93-107]. — La masse apparente relative (rapport de la différence du quotient de la force appliquée par l'accélération du centre de gravité et de la masse du corps à la masse du fluide déplacé) d'une sphère a été déterminée par l'auteur en cinématographiant des ballons-pilotes. Au début, et conformément à la théorie du mouvement avec potentiel de vitesses, cette masse est égale à 0,5.

Il se produit ensuite un déplacement latéral, indiquant la fin d'un état de mouvement instable.

La masse apparente d'un ellipsoïde de révolution a été calculée, les ballons employés étant approximativement des ellipsoïdes de révolution à axe vertical, s'écartant d'ailleurs peu de la sphère. On peut vérifier qu'il est légitime dans le cas actuel, de se borner à l'approximation obtenue en assimilant le ballon à une sphère. — A. Foch.

Le mouvement libre d'une sphère dans un liquide en rotation parallèlement à l'axe de rotation. — Grace (S.-F.) [*Proc. Roy. Soc.*, 102 (1922), 89-111]. — Dans un liquide en rotation, une sphère de même densité que le liquide et initialement en repos relatif est lancée parallèlement à l'axe de rotation. L'auteur prouve que la sphère oscillera autour d'une position moyenne située à une distance de la position initiale proportionnelle à la vitesse de projection ; l'amplitude du mouvement tend rapidement vers zéro tandis que la période tend vers une valeur égale à la moitié de la vitesse initiale de rotation du liquide. Mémoire purement mathématique. — L. de Broglie.

Expériences sur des fluides en rotation. — Taylor (G.-I.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 20 (1921), 326-330]. — Le présent article contient quelques résultats concernant la dynamique des fluides en rotation.

1. Si, dans un fluide en rotation uniforme autour d'un axe vertical, on hale un corps au moyen d'un fil, le mouvement relatif obtenu est différent suivant qu'il s'agit d'un cylindre (se déplaçant perpendiculairement à ses génératrices) ou d'une sphère. Celle-ci est déviée, alors que la trajectoire du cylindre reste rectiligne. L'expérience confirme ainsi des vues théoriques antérieures de l'auteur.

2. L'auteur se propose d'étendre la généralité de résultats déjà connus sur le mouvement d'une sphère dans un fluide en rotation dans le cas où la vitesse est dirigée suivant l'axe de rotation.

3. Quelques réflexions sur la stabilité du mouvement d'un fluide entre deux cylindres concentriques, — R. Thiry.

Mouvement d'une sphère dans un liquide en rotation. — Taylor (G.-I.) [*Proc. Roy. Soc.*, 102 (1922), 180-189]. — Etude mathématique. Description d'un appareil permettant de montrer qu'une sphère qui se déplace dans un fluide en rotation est entourée d'une gaîne qui ne participe pas au mouvement d'ensemble du fluide. — G. Déjardin.

Sur la pression exercée par un courant fluide sur une surface fermée. — Lagally (M.) [*Sitz. ber Akad. Wiss. München*, (1921), 209-226]. — Théorie mathématique :

Kutta et Prandtl ont donné une théorie des surfaces portantes des aéroplanes, laquelle est un cas particulier de la théorie développée dans ce mémoire ; le résultat essentiel est que les sources et les tourbillons caractérisant le mouvement du fluide exercent sur une surface fermée une pression dont la résultante peut s'exprimer, en grandeur et direction, au moyen de ces sources et tourbillons.

A. Foch.

Calcul des forces et des couples exercés par les fluides en mouvement sur les parois. — Lagally (M.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 409-422]. — Le titre indique suffisamment le contenu du mémoire, lequel est d'ordre à peu près exclusivement mathématique : on sait que Prandtl attribue la portance et la résistance d'une aile à la formation d'un système de tourbillons ; l'auteur donne les expressions des forces et des couples en admettant l'existence non seulement de tourbillons, mais encore de sources : il établit que c'est la répartition de ces sources et de ces tourbillons qui règle – en tenant compte des vitesses à la paroi — la pression exercée sur cette paroi et le moment de cette pression. — A. Foch.

Le Gérant : Maurice Blondin.

PARIS. — SOC. G^le D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

Série VI. — Tome IV. Novembre 1923 N° 11.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

II. — MÉCANIQUE.

Hydrostatique, hydrodynamique, aérodynamique.

Ecoulement de l'eau sur un terrain en pente muni de tranchées. — Hopf (L.) et Trefftz (E.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **1** (1921), 290-298]. — Dans certaines régions (en particulier dans l'Allemagne du Sud), des nappes d'eau d'infiltration circulent dans des terrains en pente en affleurant presque la surface du sol qu'elles transforment en marécage. Dans le but d'assécher ces régions et aussi d'utitiser pour des fins industrielles les masses d'eau en question, on creuse des tranchées de dérivation. Les auteurs de l'article se proposent de rechercher quels sont les rapports entre la profondeur et la forme de la tranchée, l'inclinaison du terrain et la quantité d'eau dérivée. Ils font de ce problème une étude intéressante en appliquant la méthode générale de la représentation conforme au mouvement du fluide. Les vitesses étant faibles par suite du frottement de l'eau contre la couche perméable, on peut admettre que leurs composantes sont proportionnelles aux différences de pression et au poids spécifique de l'eau, le facteur de proportionnalité étant un coefficient de frottement caractéristique du sol imbibé. Les vitesses dérivent alors d'un potentiel et ceci permet l'application de la méthode générale signalée plus haut. Les calculs se présentent sous une forme facile et sont même conduits jusqu'à des applications numériques. Il est évident qu'il y aurait sans doute quelques précautions à prendre pour ajuster cette solution à la question technique elle-même, mais il y a là néanmoins un intéressant exemple d'application des théories générales à un problème concret imposé directement par la pratique. — R. Thiry.

Ecoulement dans les tubes lisses. — [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 148]. — Compte rendu d'une note de M. Jakob [*Zeits. d. Ver. Deutsch. Ing.*, **66** (1922), 178-182] qui a vérifié que la loi de Blasius représente bien l'expérience pour des valeurs de la vitesse réduite dépassant 80000. — A. Foch.

Résistance à l'écoulement dans les tubes. — [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 150-151]. — Compte-rendu d'expériences de De Marchi, confirmées par des travaux ultérieurs de Schiller [Cf. *Journ. de Phys.*, **3** (1922), 529 D]. — A. Foch.

Le gradient de la pression dans un liquide s'écoulant à travers un cône. — Bond (W.-N.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 187-196]. — Le gradient de la pression dépend de 3 facteurs : la variation d'énergie cinétique avec la distance comptée suivant l'axe du cône; la perte due à la viscosité; la perte pro-

duite par les remous. L'auteur établit des expressions qui donnent approximativement le gradient dû aux trois effets envisagés séparément. Il reproduit les résultats d'expériences faites sur trois cônes d'ambroïde.

L. Brüninghaus.

Répartition des vitesses dans les tubes d'aspiration conique. — [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 148-149]. — Compte rendu d'une note de G.-E. Lyon [*Mech. Eng.*, (1922), 177-180], qui a étudié, pour des tubes d'aspirations coniques d'angles variant de 6 à 12°, la répartition des vitesses et calculé le degré de réaction correspondant. — A. Foch.

Ecoulement derrière une plaque immergée. — [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 151]. — Compte rendu d'une note de Riabouchinsky [*Proc. Lond. Math. Soc.*, **3** (1920), 20-215] étudiant, au moyen des intégrales elliptiques, l'écoulement entre deux plaques placées l'une derrière l'autre. — A. Foch.

Ecoulement irrotationnel à travers une persienne. — **König (E.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 422-429]. — Le succès de l'écoulement avec potentiel en aérodynamique conduit à appliquer cette méthode à l'écoulement à travers le vannage ou l'aubage d'une turbine.

Or il paraît indiqué d'utiliser la représentation de Joukouski

$$\frac{z - A}{z - B} = e^{-i\pi a \zeta^2}$$

qui donne une représentation conforme d'un espace plan sur un espace cylindrique et permet de représenter un écoulement ayant un axe de symétrie d'ordre n au moyen de n droites parallèles, formant une sorte de persienne (*Gitter*).

Il va sans dire que la représentation suppose implicitement que l'on a affaire à des turbines axiales; les turbines hélicoïdales ou même radiales ne peuvent être traitées qu'approximativement par cette méthode.

Pour les développements on se reportera au mémoire, qui ne paraît apporter aucun résultat bien nouveau, mais simplement une systématisation, assez intéressante d'ailleurs, de points déjà connus. — A. Foch.

La stabilité du mouvement d'un fluide. — **Havelock (T.-H.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **98** (1921), 428-437]. — Ces notes résultent d'un désir de l'auteur d'employer la méthode énergétique, pour mesurer le degré relatif de stabilité de divers types d'écoulement sous différentes conditions aux limites. On traite quelques exemples pour illustrer ce point de vue. — L. Brüninghaus.

Sur les régimes hydrauliques. — **Camichel (C.)** [*C. R.*, **173** (1921), 630]. — Etude expérimentale des divers régimes de l'eau dans les tubes cylindriques. Le régime *non turbulent* (dans lequel la vitesse est constante en grandeur et en direction aux divers points de la masse fluide) se produit pour des vitesses beaucoup plus grandes qu'on ne l'admet d'habitude, à condition de réduire convenablement la longueur des tubes et de les munir de pavillons de formes appropriées. Il existe plusieurs régimes *turbulents*. Définition du degré de turbulence du régime. — A. Blanc.

Sur les régimes hydrauliques. — **Camichel (C.)** [*C. R.*, **173** (1921), 1 061]. — Dans le cas d'un obstacle fixe placé dans un courant de fluide rectiligne uniforme indéfini, il est indispensable d'envisager des surfaces de discontinuité des vitesses; l'auteur, dans l'étude des régimes hydrauliques, a produit et photogra-

phié de pareilles surfaces de discontinuité. Il a constaté que les pressions à la proue et à la poupe (sillage) du corps immergé sont bien définies, tandis qu'elles le sont moins bien dans la région où la surface de discontinuité se détache du corps immergé. — A. Blanc.

Les indicateurs de vitesse pour courants d'eau. — **Merz (A.)** [*Zeits. f. Inst.*, 43 (1923), 133-135]. — Fondés sur le principe du moulinet, ces appareils sont destinés à fonctionner en mer à de grandes profondeurs ; il fallait donc renoncer à l'idée d'employer des contacts électriques. Marx et Mertz ont eu l'idée de compter le nombre de tours du moulinet en faisant tomber une bille tous les 50 tours dans une boîte ; l'originalité de leur appareil est que la porte est cloisonnée en 36 compartiments recouverts d'un disque horizontal qu'une aiguille aimantée maintient dans une direction constante. Ce disque est percé d'un trou unique, de sorte que la bille tombe dans le compartiment découvert par le trou. En comptant les billes situées dans chaque compartiment, on peut, soit vérifier que le moulinet a conservé une direction constante, soit, dans le cas contraire, calculer approximativement la valeur moyenne des écarts.

A. Foch.

Essais avec les tubes de Pitot. — [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 148]. — Compte rendu d'une note publiée par Kumbrunch [*Forsch. Ver. deutsch. Ing.*, n° 240], relatant des essais effectués sur 4 modèles différents de tubes de Pitot.

A. Foch.

Coordonnées trilinéaires et équation de Bernoulli. — **Lacmann (O.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 375-380]. — Dans l'équation de Bernoulli

$$\frac{p}{\varpi} + \frac{v^2}{2g} + h = k,$$

on a trois termes dont la somme est constante : on peut donc représenter les propriétés en un point d'un tube de courant au moyen d'un point du plan d'un triangle équilatéral servant de système de référence pour coordonnées trilinéaires.

De même, en prenant les logarithmes de trois facteurs dont le produit est constant, un abaque triangulaire permet de déterminer un de ces facteurs, connaissant les deux autres. L'auteur recommande pour cet usage l'emploi d'un transparent en celluloïd portant 3 graduations logarithmiques à 120° les unes des autres. Si le triangle équilatéral pointillé a une hauteur égale à 10, on voit que

$$2{,}5 \times 3{,}2 \times 1{,}25 = 10.$$

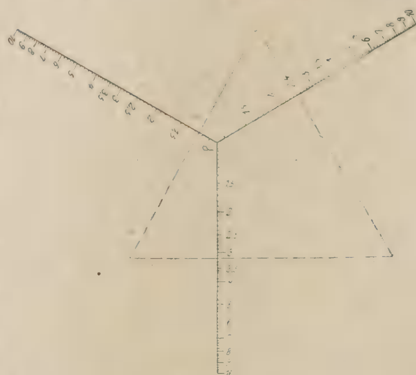


Fig. 1.

La maison Schleicher et Schüll édite des papiers à réseau trilinéaire normal qui peuvent rendre de grands services. — A. Foch.

Sur l'inversion du théorème de Bernoulli. — **Jordan (Ch.)** [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 732-735]. — Discussion mathématique sur un théorème de probabilités.

A. Foch.

Sur le terme dû à la vitesse dans l'équation de Bernoulli. — Burgers (J.-M.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 276-279]. — On écrit souvent la formule de Bernouilli appliquée à un tube de *large* section sous la forme

$$p + \alpha \frac{v^2}{2g} + h = C^{te} - \Sigma J,$$

α étant un nombre supérieur à 1, tenant compte de l'inégalité des vitesses dans la section, et J représentant les pertes de charges.

Le mémoire actuel est un calcul du coefficient α en admettant une des répartitions de vitesse données par Karman. — A. Foch.

Sur les solutions multiples des équations hydrodynamiques. — Jaffé (G.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 129]. — L'existence de solutions multiples aux problèmes d'hydrodynamique relatifs aux mouvements glissants a été signalée il y a plusieurs années par M. H. Villat [*Ann. Ecole Normale*, **31** (1914), 455]. Sur un exemple particulier, M. H. Villat a montré que pour un obstacle plongé dans un courant illimité et uniforme à l'infini, obstacle formé de deux lames planes réunies en un angle tournant sa concavité vers le courant, il y avait au moins deux solutions mathématiquement et physiquement acceptables. Toutes deux présentent à l'arrière une plage illimitée de fluide au repos, mais l'une présente en plus une plage analogue mais finie dans l'angle des lames tandis que dans l'autre le courant épouse de façon continue la face antérieure de l'obstacle. Depuis il a été démontré que ces deux solutions n'étaient que deux cas extrêmes de toute une suite de solutions de même nature dans lesquelles la plage de fluide inerte à l'avant a une étendue plus ou moins grande. M. Jaffé met ici en évidence de telles indéterminations pour un courant s'appuyant sur un obstacle formé de deux lames illimitées. Les particularités en question sont mises en évidence par l'auteur de deux façons : dans la première, le courant tourne en quelque sorte sur lui-même en circulant le long des lames toujours dans le même sens ; dans la deuxième, au contraire, plus proche de l'exemple de M. Villat, M. Jaffé introduit une ligne de courant de bifurcation. Il traite aussi le cas où l'angle des lames tourne sa pointe vers le courant. A particulariser ainsi le problème, l'auteur gagne une grande simplification dans les calculs qui tous s'expriment à l'aide des fonctions élémentaires. Cette simplicité n'est acquise du reste qu'au prix de l'abandon de l'hypothèse physiquement essentielle que la pression conserve dans tout le fluide en mouvement une valeur positive; aussi l'auteur présente-t-il sa solution comme susceptible de fournir, même dans le cas de l'obstacle fini, une bonne approximation de ce qui se passe au voisinage immédiat de la pointe de l'obstacle. A ce point de vue, en effet, sa solution peut rendre des services en dispensant de faire les approximations assez pénibles sur les fonctions elliptiques introduites par M. Villat.

R. Thiry.

Sur le mouvement d'un fluide périodiquement symétrique par rapport à un axe. — Witoszynski (C). [*C. R. Soc. Polytechn. Varsovie*, **1** (1921), 11-60]. — Il s'agit d'un mouvement du fluide dans une série de veines identiques disposées symétriquement autour d'un axe.

Les conditions du mouvement aux divers points d'une section quelconque de la veine ne sont pas les mêmes; il existe des vitesses et des pressions différentes (en grandeur et en direction); toutefois, aux points correspondants de deux veines quelconques, les conditions du mouvement du fluide sont identiques.

En se déplaçant suivant une circonférence décrite d'un point de cet axe comme

centre dans un plan perpendiculaire à l'axe, on trouve une périodicité des conditions du mouvement, ce qui justifie, d'après l'auteur, le nom du mouvement du fluide périodiquement symétrique par rapport à un axe.

C'est ce cas du mouvement du fluide qu'on retrouve dans les turbines et pompes.

Sur le fluide en question n'agit que la force de la pesanteur ; le mouvement dépend donc d'un potentiel de vitesse.

L'auteur se propose de trouver une méthode de la détermination rationnelle des formes des surfaces pouvant servir comme aubes des turbines.

Le problème est réduit à la recherche des intégrales particulières de l'équation de Laplace :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \Delta\varphi = 0.$$

L'auteur indique une des formes générales du potentiel de vitesse correspondant au cas du mouvement périodiquement symétrique, ensuite il donne des intégrales de l'équation de Laplace en coordonnées cylindriques, sphériques, paraboliques, elliptiques et toroïdales. Il donne également les équations de surfaces de révolution pouvant servir comme aubes des turbines et des pompes.

J. Kuczewski.

Ondes stationnaires parallèles à une paroi plane inclinée sur l'horizontale. — Pocklington (H.-C.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 20 (1921), 308-310]. — L'auteur se propose d'étudier les ondes stationnaires dans le cas d'un fluide indéfini présentant une surface libre horizontale et borné par un plan incliné d'un angle α sur l'horizon. La méthode classique des images conduit à des calculs simples dans le cas, seul traité par l'auteur, où α est commensurable avec π. On trouve alors que vers le rivage l'amplitude des oscillations augmente dans le rapport $\sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}}$. La restriction sur α n'a pas grande importance au point de vue pratique ; il semble bien du reste qu'au point de vue théorique il n'y aurait pas un bien gros effort à faire pour étendre rigoureusement la méthode employée au cas où α est quelconque. — R. Thiry.

Application étendue du principe des phases stationnaires aux problèmes des mouvements d'ondes. — Green (G.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 1 156-1 167]. — Nouvelle méthode de calcul et applications. — L. Brüninghaus.

Les périodes initiales d'une explosion sous-marine. — Lamb (H.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 257-265]. — L'auteur traite dans ce mémoire le problème de l'expansion d'une cavité sphérique sous l'effet de la pression du gaz qu'elle contient, problème qui est de quelque intérêt, en raison de son analogie avec le cas d'une explosion sous-marine. — L. Brüninghaus.

Les marées dans le canal de Bristol. — Taylor (G.-I.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 20 (1921), 320-325]. — Les marées dans le canal de Bristol présentent une des plus grandes amplitudes du monde. L'auteur, comparant les résultats du calcul théorique avec les observations, montre que l'application des équations classiques de l'hydrodynamique permet de rendre compte qualitativement et quantitativement des particularités du phénomène. — R. Thiry.

Sur les surfaces de discontinuité. — Camichel (G.) [*C. R.*, **174** (1922), 666]. — Etude expérimentale des surfaces de discontinuité des vitesses et des dérivées premières des vitesses, dans un courant d'eau. Il en résulte qu'il existe, en général, un potentiel des vitesses dans la plus grande partie d'une masse d'eau en mouvement ; d'ailleurs, celle-ci peut-être, dans une première approximation, assimilée à un fluide parfait. — A. Blanc.

Le mouvement varié produit dans un cylindre d'eau en rotation uniforme par une brusque variation de vitesse aux surfaces limites. — Mc Leod (A.-R) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 1-14]. — Un récipient cylindrique, de diamètre pouvant varier de 5 à 25 cm, est mis en mouvement à une vitesse pouvant atteindre 30 tours par minute. Ce récipient est rempli d'eau dont la surface est saupoudrée de lycopode. Si on imprime au récipient une brusque variation de vitesse, l'eau qu'il contient prend un mouvement varié, que l'auteur étudie théoriquement et expérimentalement.

Si l'on produit une augmentation de vitesse du récipient, les variations de vitesse, observées à la surface de l'eau contenue en mesurant les déplacements du lycopode en un temps donné, concordent avec les variations données par la théorie ; plus exactement, les écarts constatés sont explicables par le fait que la théorie suppose des cylindres infinis. Au contraire, dans le cas où l'on diminue la vitesse du récipient, il prend généralement naissance un mouvement turbulent qui empêche toute vérification numérique. — A. Foch.

Mouvement de l'eau dans les joints à labyrinthe. — Winkel (R.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 251-257]. — Etude de la perte de charge dans l'espace compris :

1, entre deux cylindres concentriques ;

2, entre un cylindre extérieur et une série de cylindres coaxiaux alternativement de grand et de petit diamètre ;

3, entre un cylindre extérieur et une série de cônes coaxiaux formant des anneaux d'épaisseur continûment variable.

La perte de charge par unité de longueur n'est inférieure dans les joints à labyrinthe que si, dans les anneaux d'épaisseur minimum, l'écoulement est turbulent, c'est-à-dire si les vitesses — et par suite les fuites — sont élevées. Un cylindre bien ajusté est donc préférable au point de vue étanchéité. — A Foch.

Le problème du mouvement turbulent. — Noether (F.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **1** (1921), 125-138]. — L'écoulement d'un liquide faiblement visqueux dans un tube cylindrique peut s'effectuer, suivant les cas, de deux manières bien différentes.

Dans un premier régime, l'écoulement se fait par couches cylindriques parfaitement coaxiales, toutes les vitesses étant exactement parallèles aux génératrices du tube, la vitesse étant maximum pour le filet central et nulle pour les filets périphériques en contact avec la paroi. C'est le *régime de Poiseuille* : le débit est proportionnel à la quatrième puissance du diamètre du tube, à l'inverse du coefficient de viscosité du fluide et à la variation de pression par unité de longueur.

Le second régime, appelé généralement *régime hydraulique* ou *turbulent*, est caractérisé par des agitations locales périodiques assez irrégulières ; c'est celui qui est communément réalisé dans les tuyaux de conduite d'eau, dans les cours d'eau. Les lois de l'écoulement sont toutes différentes : en particulier le débit est maintenant approximativement proportionnel à la racine carrée de la variation de charge par unité de longueur.

Dans quels cas l'écoulement se fera-t-il selon l'un ou l'autre de ces deux régimes et surtout dans quelles circontances s'effectuera le passage du régime de Poisenille au régime turbulent, lorsqu'on fera, par exemple, varier la charge pour un même tube ? C'est à l'exposé des résultats généraux obtenus sur ce difficile problème qu'est consacré le mémoire de F. Noether.

L'auteur commence par rappeler les résultats expérimentaux : ceux de Reynolds et de Couette méritent spécialement l'attention. Reynolds pensait qu'à la limite de passage d'un des régimes à l'autre, on avait, en gros, la relation suivante entre la vitesse moyenne U, le rayon du tube a, la densité ρ, et le coefficient de viscosité μ du fluide :

$$\frac{\rho a U}{\mu} = R,$$

R étant une *constante*.

Mais divers expérimentateurs ont reconnu depuis, que cette « constante de Reynolds » caractérisant le passage d'un régime à l'autre variait souvent beaucoup suivant les cas. Certains auteurs ont signalé aussi l'existence de régimes différents des deux régimes extrêmes ci-dessus décrits, et qu'il faudrait peut-être faire entrer en ligne de compte.

Quoi qu'il en soit, F. Noether passe ensuite à l'étude *théorique* du passage d'un régime à l'autre. Il indique le principe des trois méthodes principales utilisées par les auteurs qui se sont occupés de cette question.

I. *Méthode des petites perturbations.* — Elle consiste à chercher, pour les équations de mouvement d'un fluide faiblement visqueux (équation de Navier-Stokes), une solution voisine de celle de Poiseuille présentant à partir de celle-ci, à un certain instant choisi comme instant initial, de petits écarts. Ces écarts iront-ils en croissant avec le temps, ou resteront-ils toujours petits ? Si, dans les équations, on ne retient que les termes *linéaires* par rapport aux vitesses, le calcul montre nettement que les écarts resteront toujours petits, aucun terme « séculaire » ne s'introduisant dans les perturbations.

Aucune instabilité ne peut donc provenir, pour le régime de Poiseuille, du fait des termes linéaires.

II. *Méthode énergétique.* — On peut se demander (et Reynolds s'est le premier posé la question) si l'*énergie* d'une perturlation turbulente, superposée au mouvement moyen comme dans la première méthode, ira en croissant ou en décroissant à partir de l'instant initial. Cela dépend à la fois de la perturbation envisagée, et de la valeur de la constante R de Reynolds. Mais il ne s'agit là que d'un calcul fait pour l'instant initial, et l'énergie peut fort bien commencer par croître pour décroître ensuite, ou inversement. Cette méthode ne donne donc aucun renseignement certain sur le passage du régime turbulent, d'autant plus qu'on n'y conserve, comme dans la précédente, que les termes *linéaires* des équations de mouvement.

III. *Méthode des perturbations finies.* — Il semble donc, d'après ce qui précède que, comme le pensait déjà Lord Kelvin, pour voir un écoulement régulier se changer en écoulement turbulent, il faut envisager des perturbations *finies* et non infiment petites : ces perturbations pourront d'ailleurs être d'autant moins grandes que le nombre R de Reynolds sera lui-même plus grand.

Cela revient à conserver, dans les équations, les termes non linéaires, et c'est à quoi F. Noether s'est attaché dans plusieurs travaux antérieurs qu'il rappelle. Il indique un exemple où il croit avoir prouvé effectivement l'instabilité du mouvement initial : les calculs auxquels il renvoie sont d'ailleurs d'une extrême complication.

Quoi qu'il en soit, le mémoire de F. Noether intéressera les hydrauliciens, parce qu'il donne, avec quelques détails et de nombreux documents bibliographiques, un exposé d'ensemble d'un important et difficile problème d'hydrodynamique, dont la solution, pour être satisfaisante, appelle encore bien des recherches.

H. Vergne.

Contribution expérimentale au problème de la turbulence. — **Schiller (L.)** [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 14-19]. — **Remarques sur le problème de la turbulence.** — **Prandtl (L.)** [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 19-25]. — Résumé des recherches exposées par les auteurs dans *Zeits. f. Ang. Math.* [1 (1921), 441-436 ; 436-444] et bibliographiés dans le *Journ. de Phys.* [3 (1922), 329 D].

A. Foch.

Sur le mouvement tourbillonnaire des fluides. — **Grotowski (M.)** [*C. R. Soc. Polytechn. Varsovie*, 1 (1921), 61-79]. — L'auteur détermine la constante de Reynolds pour l'eau. Il la déduit des mesures de la vitesse critique du mouvement tourbillonnaire d'après la méthode de coloration du filet central de la veine liquide.

L'auteur constate de grandes divergences entre les valeurs de vitese mesurées et calculées d'après la formule de Reynolds (1).

Il a constaté qu'avant l'apparition du mouvement tourbillonnaire le filet central coloré se gonfle dans sa partie la plus proche de l'orifice du tube ; en même temps apparaissent les tourbillons dans l'intérieur du filet coloré. La couche limite entre deux liquides (coloré et non coloré) reste parfaitement nette et le filet coloré demeure droit.

L'auteur conclut que, dans le cas de mouvements concentriques de deux fluides dans le même tube, le mouvement tourbillonnaire du fluide — s'écoulant le long du tube — peut coexister en équilibre avec le mouvement de Poiseuille (dit laminaire) du fluide environnant. — J. Kuczewski.

Sur le frottement laminaire et turbulent. — **Karman (Th. von)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, 1 (1921), 233]. — Ce mémoire, ainsi que les deux suivants, se rattache à un ordre d'études très développées en Allemagne et qui, chez nous, n'ont peut-être pas attiré suffisamment l'attention des chercheurs. On sait que les problèmes même les plus simples sur la résistance des fluides se heurtent à d'énormes difficultés mathématiques dès qu'on fait intervenir le frottement entre le liquide et les solides qu'il baigne ou le frottement interne du liquide, c'est-à-dire la viscosité. Aussi ce que nous avons coutume d'appeler l'hydrodynamique rationnelle laisse-t-elle le plus souvent ces problèmes de côté. Les techniciens ont rassemblé sur ces questions, fondamentales pour eux, une quantité de formules empiriques dont la réunion forme une science un peu confuse qu'on appelle l'hydraulique. Les recherches des mathématiciens et des physiciens allemands tendent à faire un pont entre ces deux sciences. S'appuyant sur les expériences qui leur paraissent les plus dignes d'inspirer confiance, ils y puisent des hypothèses plausibles, bien qu'évidemment approchées et se constituent ainsi une base solide sur laquelle ils poursuivent un développement théorique étendu. Ils s'estiment satisfaits si les résul-

(1) $$v = B.\frac{\mu}{\rho D}.$$

v, vitesse critique d'écoulement du fluide; B, constante de Reynolds; μ, coefficient de viscosité; D, diamètre du tube.

tats de cette théorie fournissent une bonne approximation du phénomène réel. Il y a dans ces méthodes une difficulté spéciale, il faut un certain tact, un sens physique averti dans le choix des hypothèses. D'autre part, leur emploi nécessite, chose assez rare chez nous, des rapports étroits entre les théoriciens et les techniciens ou mieux, chose encore plus rare, suppose des théoriciens à même, de par leur formation scientifique et de par les moyens mis à leur disposition, de faire eux-mêmes les expériences nécessaires.

Pour essayer d'accorder la théorie du mouvement des fluides à faible viscosité, d'une part avec ce que l'on sait du cas de la viscosité nulle, d'autre part avec la condition physique que le fluide doit adhérer à la surface des solides qu'il baigne, Prandtl a imaginé la théorie de la *Grenzschicht*. Il suppose que le long des parois en contact avec le liquide, il existe dans celui-ci une couche de transition très mince, en dehors de laquelle les vitesses dérivent d'un potentiel, tandis qu'à l'intérieur les lois du mouvement se modifient d'une façon continue mais rapide, de telle sorte que la vitesse des molécules fluides soit nulle au contact avec le solide. Mais cette théorie, déjà très développée, n'a qu'un domaine limité et ne s'accorde avec l'expérience que pour les faibles vitesses ; pour les grandes vitesses, le mouvement régulier par lames fait place à une couche de transition turbulente, tout comme, dans les tubes, le régime d'écoulement de Poiseuille fait place à un régime hydraulique turbulent. Dans le premier des articles signalés ici, Karman expose d'abord brièvement la théorie de Prandtl, puis ébauche la théorie de la couche turbulente, en empruntant les hypothèses dont il a besoin à une étude détaillée du mouvement dans les tubes lisses. Parmi les nombreuses expériences faites sur ce sujet depuis Poiseuille et Reynolds, l'auteur signale, comme les meilleures, celles de F. E. Stanton. Il traite ainsi le cas particulier d'une lame plane déplacée dans le fluide dans sa propre direction et celui d'un disque tournant. Quelques remarques sur l'influence de la rugosité des parois terminent l'article dont les conclusions paraissent s'adapter de façon convenable aux expériences. — R. Thiry.

Sur l'intégration approchée des équations différentielles de la couche laminaire. — Pohlhausen (K.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **1** (1921), 252]. — Indépendamment de la restriction que nous venons de signaler, la théorie de Prandtl est encore limitée par le fait qu'elle conduit, dans les applications précises, à des calculs pénibles et longs. Polhausen reprenant ici la théorie expose, un procédé d'intégration approchée de l'équation différentielle de la couche de transition, dans le cas du mouvement par lames. Le procédé, appliqué par l'auteur à quelques exemples particuliers et soigneusement comparé aux solutions exactes connues, est susceptible d'applications importantes, puisqu'il permettrait de poursuivre la théorie de Prandtl dans des cas où l'intégration exacte serait très difficile, sinon même impossible. — R. Thiry.

Propagation de la chaleur dans un courant turbulent liquide ou gazeux. — Latzko (H.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **1** (1921), 268]. — L'auteur s'occupe de la question de la propagation de la chaleur dans les courants liquides ou gazeux à régime turbulent. Les bases hydrodynamiques nécessaires sont empruntées au travail, ci-dessus signalé, de Th. von Karman. L'auteur se borne à étudier la propagation de la chaleur provenant du déplacement de la matière, il fait abstraction, par conséquent, du rayonnement ; il suppose aussi le champ des températures sans influence sur le champ des vitesses. Dans le cas des mouvements turbulents où les vitesses sont relativement grandes, ces approximations paraissent

légitimes. Le processus de la propagation peut alors se décomposer : la chaleur se propage d'abord, comme dans le cas des solides, par conduction ayant pour cause l'agitation moléculaire, puis par convection provenant d'un mouvement d'ensemble ordonné des molécules. Enfin, dans le cas qui nous occupe, il faut encore ajouter un mode de propagation provenant de la variation rapide et irrégulière du champ des vitesses, variation d'un tout autre ordre que celle causée par l'agitation moléculaire et caractéristique des mouvements turbulents. L'auteur étudie plus spécialement le cas du régime hydraulique d'un fluide coulant dans un tube, cas où il y a encore lieu de distinguer les portions où l'état hydrodynamique est définitivement établi de la partie initiale du tube où les lois du mouvement turbulent ne sont pas encore atteintes. Les résultats fournis par cette étude peuvent être précieux et concordent de façon satisfaisante avec l'expérience. Contentons-nous de signaler qu'ils sont applicables aux gaz, tout au moins quand les vitesses restent notablement inférieures à la vitesse du son. En terminant, l'auteur indique les modifications à faire subir pour les liquides ou les vapeurs. Ici, des expériences nouvelles seraient du reste désirables pour préciser certains coefficients douteux.

R. Thiry.

Dimensions absolues des tourbillons de Karman. — Heisenberg (W.) [*Phys. Zeits.*, 18 (1922), 363-366]. — Etude théorique des tourbillons qui prennent naissance dans l'eau derrière une plaque en mouvement perpendiculairement à son plan. — R. Fortrat.

Etat stationnaire d'une surface de tourbillon hélicoïdale. — Reissner (H.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 106-109]. — L'état d'un fluide à l'arrière d'une hélice a été étudié par divers auteurs. La note établit qu'à une distance suffisante de l'hélice, il est possible d'avoir un état stationnaire dans lequel la surface de tourbillon est hélicoïdale, la pente de l'hélice étant constante et égale à h, les lignes de tourbillon tournant avec la vitesse angulaire constante et la vitesse radicale étant donnée, à la distance r de l'axe par la formule

$$u = u_\infty \frac{1}{\sqrt{\cos \varepsilon}},$$

avec

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{h}{2\pi r}.$$

Cette vitesse radiale serait donc infinie sur le moyeu : il faut donc, dans la réalité, supposer sur l'axe de la surface un deuxième tourbillon destiné à séparer la région entourant l'axe. D'autre part, le tourbillon primitif s'étendait radialement à l'infini, alors qu'il doit visiblement se limiter au voisinage des pales de l'hélice : la représentation précédente ne vaut qu'assez loin de l'hélice. La question du raccordement avec l'hélice est réservée pour l'instant. — A. Foch.

Théorie analytique des turbines centrifuges et centripètes à réaction — De Sparre [*Ann. Scient. Brux.*, 41 (1922), 197-237]. — L'auteur étudie analytiquement, avec de nombreux exemples numériques, les variations du rendement d'une turbine lorsque l'on passe du travail à pleine charge au travail à charge réduite, ou lorsque la hauteur de chute varie. Il indique quels dispositifs on doit employer dans la construction des turbines pour réduire cette variation du rendement et comment on doit modifier ces dispositifs suivant les conditions dans lesquelles la turbine peut être appelée à fonctionner. — G. Bruhat.

Théorie générale du turbo-compresseur pour moteurs d'avions. — **Rateau (A)** [*C.R.*, **174** (1922), 1 511]. — L'auteur a créé, pour la suralimentation des moteurs d'avions, un turbo-compresseur comprenant une turbine motrice, actionnée par les gaz d'échappement, et un ventilateur centrifuge, dont la roue mobile est calée sur le même arbre que la roue de la turbine ; ce ventilateur aspire l'air de l'atmosphère et le refoule au moteur après en avoir élevé la pression, au double environ. La note actuelle a pour but de donner la théorie générale du fonctionnement de la machine et d'établir la formule fondamentale qui relie entre elles les diverses quantités qui s'y rapportent. Applications numériques. — A. BLANC.

Emploi du millibar en aérodynamique. — **Low (A.-R.)** [*Nat.*, **111** (1923), 535]. — On remarque ici qu'il y a avantage à se servir du millibar comme unité de pression. On donne en même temps la répartition des pressions aux différents points d'un aile d'aéroplane. — L. BRÜNINGHAUS.

Sur l'emploi de très petits tubes de Pitot pour mesurer la vitesse du vent. — **Barker (M).** [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 435-444]. — Stanton et Marshall [*Proc. Roy. Soc.*, **97** (1920), 413] avaient utilisé, pour mesurer la distribution des vitesses près de la paroi d'un tuyau parcouru par de l'air en mouvement turbulent, un tube de Pitot à section rectangulaire dont une paroi était constituée par la paroi du tuyau elle-même. Or, la viscosité de l'air intervient aux très faibles vitesses, de sorte que la surpression p indiquée par le tube s'écrit, en fonction de la vitesse, sous la forme :

$$p = p_0 + \frac{1}{2}\rho v^2,$$

tant que v est suffisamment faible $\left(\frac{\rho v}{\nu} < 30\right)$; lorsque $\frac{\rho v}{\nu}$ dépasse 30, on retrouve la loi ordinaire

$$p = \frac{1}{2}\rho v^2.$$

A. FOCH.

L'influence de petites variations dans l'orifice d'un tube de laiton poli sur la distribution de la pression existant lors de l'écoulement d'air à travers le tube. — **Taylor (T.-S.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 412-413]. — La pression à l'orifice d'un tel tube se montrait inférieure à la pression atmosphérique. En prenant grand soin pour que le tube soit bien coupé d'équerre et bien poli à son extrémité, cet effet disparut. — L. BRÜNINGHAUS.

La réaction due à l'évaporation d'un liquide et l'émission de la vapeur par les petits orifices. — **Duffield (W.-G.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 641-689]. — Lorsqu'un liquide s'évapore, les molécules qui quittent la surface emportent une certaine quantité de mouvement ; par réaction, le récipient contenant le liquide est soumis à une force de recul, que l'on peut calculer. Les résultats expérimentaux concordent bien avec la théorie. — A. FOCH.

L'écoulement de l'air à travers les petits orifices et l'entraînement de l'air par les jets gazeux. — **Thomas (J.-S.-G.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 969-988]. — On reconnait le problème des becs Bunsen. Dans les expériences actuelles, le jet gazeux (de l'air) était dirigé vers le bas : il sortait d'un tube fermé par un orifice circulaire

bien calibré et maintenu à une température très constante. Sa vitesse était mesurée par la pression d'écoulement donnée par un vase de Mariotte.

En sortant, cet air primaire débouchait dans l'axe d'un tube et provoquait l'entraînement de l'air environnant; le débit de ce dernier était mesuré par un anémomètre électrique.

Le débit de l'air primaire A (en cm^3 : s) sur une charge de h cm d'eau, est de la forme

$$A = A_0 h^a,$$

A_0 et h étant des constantes dépendant du diamètre et de l'épaisseur de l'orifice circulaire.

Le débit de l'air secondaire dépend de l'orifice d'éjection de l'air primaire et de la pression de ce dernier. Pour un orifice déterminé, il existe deux valeurs de la pression entre lesquelles le jet est instable, plus exactement entre lesquelles une légère perturbation produit une variation considérable de l'air entraîné. Cela peut expliquer les phénomènes connus sous le nom de flammes sensibles. Il est vraisemblable que la zone d'instabilité correspond au passage du régime de Poiseuille au régime à potentiel de vitesses. — A. Foch.

La résistance d'un fil chaud dans un courant d'air alternatif. — **Richards** (R.-C.) [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 926-934]. — Un fil de platine (en fait, un microphone de Tucker à fil chaud) pourcouru par un courant est monté sur un diapason. Quand ce dernier oscille, le fil se refroidit et la variation de résistance correspondante est mesurée en plaçant le fil dans un pont de Wheatstone. Si on constitue le galvanomètre de ce pont par un appareil genre. D'Arsonval, on note la température *moyenne* du fil; si on emploie un galvanomètre de Einthoven, en enregistre les variations autour de la température moyenne. Ces variations dépendent de la fréquence du diapason, de la vitesse maximum du microphone, etc. L'auteur a étudié l'influence des divers facteurs expérimentalement; le mémoire contient en outre une amorce de théorie. — A. Foch.

L'inclinomètre à fil chaud; sa sensibilité dans l'air et l'anhydride carbonique — **Thomas** (J.-S.-G.) [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 945-957]. — L'inclinomètre à fil chaud, précédemment étudié par l'auteur, se présente sous deux formes : dans l'une, deux fils de platine, chauffés par un courant et placés parallèlement l'un contre l'autre dans un gaz, constituent deux branches d'un pont de Wheatstone. Une rotation du plan des fils entraîne un déséquilibre du pont.

Dans la deuxième forme, on utilise la variation de résistance que subit un fil chauffé électriquement et placé dans un gaz lorsqu'on le fait tourner autour d'un axe horizontal. Dans la première forme, si on place le fil dans le gaz carbonique, on obtient, sous certaines conditions, une sensibilité bien plus grande qu'avec l'air; dans la deuxième forme, air et gaz carbonique sont à peu près équivalents, de sorte qu'il est vain de songer, ainsi que certains auteurs l'ont proposé, à doser, par un procédé analogue, le gaz carbonique dans les fumées d'usine. — A. Foch.

Le problème balistique de Lagrange. — **Love** (A.-E.-H.) et **Pidduck** (F.-B.) [*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **222** (1922), 167-226]. — Une masse gazeuse est initialement au repos dans un corps de pompe cylindrique rigide, entre le fond fixe du corps de pompe et un piston de masse donnée, mobile sans frottement dans le cylindre du corps de pompe. Le « problème de Lagrange » consiste à étudier l'état ultérieur du gaz lorsque le piston se déplace.

On voit immédiatement l'application de ce problème à la balistique intérieure. Dans l'âme d'un canon, les gaz provenant de la combustion de la poudre (supposée instantanée) sont enfermés entre la culasse, formant fond fixe, et la face arrière du projectile, formant piston mobile. Il est très utile de connaître, pour une position déterminée du projectile lancé dans la bouche à feu, la répartition des pressions dans les différentes tranches gazeuses situées derrière lui.

Bien entendu, les gaz propulseurs, provenant de la combustion de la poudre, ne sont nullement à une pression uniforme pendant le mouvement du projectile, car la dépression que produit sur sa face arrière le projectile lancé, va se propager comme une onde sonore en sens inverse du mouvement du projectile; arrivant à la culasse, elle va s'y réfléchir pour rattraper la face arrière du projectile, où elle se réfléchit de nouveau vers la culasse, et ainsi de suite. La colonne cylindrique gazeuse, dans l'âme du canon, est donc sillonnée par ces ondes alternativement réfléchies sur la culasse et sur la face arrière du projectile. C'est un problème fort complexe que d'étudier ces ondes successives dont dépend, à un instant quelconque, la répartition des pressions dans l'âme du canon.

Dans la première partie du mémoire (due à A. Love), l'auteur étudie théoriquement ces ondes, qui sont, bien entendu, des ondes d'*amplitude finie* et non pas infiniment petites comme celles qu'on considère en acoustique élémentaire. La propogation d'une onde d'amplitude finie, étudiée en premier lieu par Riemann et Hugoniot, est accompagnée d'une *déformation* de l'onde due à la différence des vitesses de propagation de ses différentes parties. Bien entendu, le problème ne peut être déterminé que si l'on se donne d'avance la relation $p = f(\rho)$ entre la pression et la densité du gaz : ce sera en général une relation analogue à la loi classique de détente adiabatique de Laplace. Pour étudier les réflexions successives de l'onde de dépression sur la culasse fixe et sur la face arrière du projectile, l'auteur envisage le cas plus général d'un tube cylindrique fermé par *deux* pistons mobiles de masses m et M, poussés en sens inverses par la masse gazeuse comprimée, initialement en repos. Il est clair que si les deux masses m et M sont égales la tranche gazeuse située exactement entre les deux pistons a constamment une vitesse nulle et peut jouer le rôle de culasse fixe : la réflexion sur la culasse fixe est alors remplacée par le croisement sur la tranche médiane des deux ondes de dépression provenant du mouvement des deux pistons en sens inverses. Les calculs relatifs à ces ondes successives sont, naturellement, très compliqués. M. Love les pousse fort loin.

Dans la seconde partie du mémoire (écrite par F. Pidduck), on trouve une application numérique des formules de A. Love à un cas particulier. F. Pidduck résume ses calculs par des courbes d'où l'on peut tirer les conclusions suivantes :

1° Au fur et à mesure que le projectile avance dans l'âme du canon, sa vitesse va constamment en croissant, mais de moins en moins vite; en même temps, la pression moyenne dans l'âme du canon va naturellement en décroissant.

2° A un instant quelconque, la pression va en diminuant depuis la culasse (où elle est maximum) jusqu'à la face arrière du projectile (où elle est minimum); mais les courbes représentatives de cette diminution de pression aux instants successifs n'ont nullement la même allure; elles traduisent les réflexions successives des ondes sur la culasse et sur le projectile.

3° Le rapport (toujours inférieur à 1) entre la pression (minimum) sur le projectile et la pression maximum) sur la culasse subit des oscillations, qui vont d'ailleurs en s'atténuant.

Ces résultats sont bien conformes à ce que l'intuition aurait pu prévoir; mais il est intéressant de leur avoir donné une base théorique solide. — H. Vergne.

L'aérodynamique d'un projectile en rotation (II). — **Fowler** (**R.-H.**) et **Lock** (**C.-N.-H.**) [*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **222** (1922), 227-247]. — Les projectiles lancés par les armes rayées sont animés, à leur départ, d'un mouvement de rotation autour de leur axe de révolution, ou tout au moins autour d'un axe voisin de leur axe de révolution. La résistance de l'air, dans lequel ils se déplacent, influe sur la trajectoire du centre de gravité et comme l'axe du projectile n'est pas exactement tangent à cette trajectoire, le couple de renversement qui en résulte produit un mouvement du projectile autour de son centre de gravité : l'axe de révolution du projectile ne fait pas constamment le même angle avec la tangente à la trajectoire (nutation) ; en même temps, il est animé d'un mouvement cônique autour de cette tangente (précession).

Ces mouvements sont déterminés par les actions de l'air sur le projectile qui se déplace. Inversement, l'étude expérimentale du mouvement du projectile renseignera sur ces actions,

C'est une telle étude qu'ont entreprise Fowler et Lock. Dans une première partie, publié antérieurement [*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **221** (1920), 295], ils ont étudié surtout le cas où l'axe du projectile fait constamment un très petit angle avec la tangente à la trajectoire et où l'on peut le dire « stable » sur cette trajectoire. Dans la seconde partie, qui constitue le mémoire actuel, ils envisagent plus spécialement le cas, dit « instable », où l'axe du projectile peut faire avec la tangente des angles assez grands (atteignant 35°). L'avantage de ce cas « instable » est qu'un léger changement du couple de renversement se traduit par un changement important dans le mouvement de l'axe du projectile : la connaissance, même imparfaite, de ce mouvement renseignera donc assez exactement sur le couple. La détermination expérimentale de l'orientation de l'axe du projectile est obtenue par la forme des trous que celui-ci perce dans des cibles disposées de distance en distance.

Ce travail offre, au point de vue aérodynamique, une contribution au problème de la détermination du système de forces qu'oppose un fluide au mouvement d'un corps solide qui s'y meut d'une façon non symétrique. — H. Vergne.

Sur la détermination de la variation de pression des gaz pendant le tir. — **Bollé** (**E.**) [*Zeits. f. Techn. Phys.*, 3 (1922), 205-209]. — Le but de cet article est d'exposer des recherches effectuées avant la guerre sur le mouvement d'un projectile dans le canon d'un fusil. L'auteur donne la description et une photographie de son dispositif expérimental. Les mesures sont basées sur le tracé de la courbe du recul. On a :

$$x = x_g + x_r = x_r (1 + W)$$

avec

$$W = \frac{R + \frac{\omega}{2}}{G + \frac{\omega}{2}};$$

R, poids de la masse reculante; G, poids du projectile; ω, poids de la charge; x_r, recul; x, chemin parcouru dans le canon par le projectile. La partie active de la pression du gaz est donnée par :

$$D = \frac{R}{9{,}81} \cdot \frac{b_r}{q};$$

b_r, accélération du canon; q, section du canon.

Les expériences ont porté sur la balle 88 et la balle lourde S de 10 g. Elles ont permis de vérifier les formules citées.

La vitesse du projectile à la bouche, donnée par $v_g = W v_r$, évaluée à 846 m : s pour une longueur d'âme de 693 mm, a été trouvée égale à 874 m : s expérimentalement. Les diverses mesures faites sont exposées, puis l'auteur étudie l'influence de la longueur de l'âme en opérant sur des canons plus courts, et enfin évalue les pressions maxima. — L. Vaslot.

Sur la résistance de l'air aux plaques circulaires placées normalement. **Zickendraht (A.)** [*Zeits. f. Phys.*, **12** (1922), 232-242]. — Les recherches antérieures sur la résistance de l'air aux plaques circulaires placées normalement présentent d'importantes divergences, justifiant une nouvelle étude expérimentale, dont l'auteur expose les résultats.

Or la résistance de l'air, en raison du caractère pulsatoire du vent, est la moyenne d'une série de chocs irréguliers. En raison de l'instabilité des phénomènes sur la face aval, la plaque introduit dans le courant d'air un état de turbulence, lequel provoque des valeurs trop grandes pour les coefficients de résistance.

D'autre part, dans un courant d'air en régime turbulent, dont la turbulence s'accroît avec la vitesse, des coefficients de résistance sont, eux aussi, des fonctions croissantes.

Enfin l'expérience a montré une augmentation des coefficients de résistance avec la dimension des plaques circulaires expérimentées. L'explication du phénomène est à trouver. — A. Foch.

Sur les profils plans avec circulation. — **Müller (W.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 117-128]. — Etude des propriétés géométriques et mécaniques de l'écoulement plan, autour des profils fermés analogues aux sections des organes portants de l'aérodynamique. Extrêmements généraux, les résultats ne paraissent pas pour l'instant applicables aux cas réels ; l'auteur espère cependant pouvoir obtenir des applications pratiques. — A. Foch.

Les surfaces de tourbillons portantes comme auxiliaires dans l'étude du problème plan de l'aile portante. — **Birnbaum (B.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 290-297]. — On sait que, pour éviter les difficultés mathématiques introduites par la présence d'un obstacle solide dans le champ des vitesses d'un fluide, Prandtl a réalisé la continuité de ce dernier dans l'espace en substituant à l'obstacle une « aile fluide », constituée essentiellement par des tourbillons *liés* à cette surface ; si, d'autre part, les forces exercées sur l'aile fluide sont faibles, on peut réduire à être linéaire la relation entre ces forces et les vitesses supplémentaires dues au champ de tourbillons, ce qui permet d'appliquer le principe de superposition.

L'article actuel est le résumé des calculs effectués dans cette voie par Aekermann sous la direction de Prandtl : remplaçons un profil donné par une courbe du 3e degré convenablement choisie ; la détermination des tourbillons et des forces correspondantes permet de calculer a priori, pour un monoplan, la position du centre de poussée, ce qui permet de satisfaire à l'importante exigence pratique de fixer celui-ci quand l'angle d'attaque varie. D'autre part, la théorie linéaire s'applique aux biplans avec une approximation suffisante, ainsi que le montre l'accord des résultats obtenus avec ceux que donne la théorie plus rigoureuse de Kulte. Pour le détail on se reportera au mémoire. — A. Foch.

Vol à la voile et loi de similitude. — Mises [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 64-67]. — Des considérations de dimensions conduisent, comme on sait, à la loi de similitude. Deux systèmes aérodynamiques semblables géométriquement et dynamiquement ont des mouvements semblables quand on donne la même valeur à la vitesse réduite $\frac{vl}{\nu}$ et à $\frac{\mu v^2}{\gamma l}$, produit de la densité du milieu par le carré de la vitesse divisé par le produit du poids spécifique γ du système par la longueur caractéristique de ce dernier.

Or, de cette loi de similitude, Helmholtz avait cru pouvoir conclure à l'impossibilité pour l'homme de voler par sa seule force musculaire ; mais, d'une part, les avions sans moteur peuvent avoir plus de portance que les meilleures formes d'oiseaux et, d'autre part, la puissance de ces animaux semble avoir été surestimée. A l'heure actuelle, l'homme peut — théoriquement au moins — voler en faisant du vol à la voile pendant au moins les $\frac{5}{6}$ du temps et par sa propre force musculaire pendant au plus $\frac{1}{6}$ du temps. — A. Foch

Vol sans moteur. — Brodetsky (S.) [*Nat.*, 110 (1922), 483-485]. — On a prétendu que, une fois que l'appareil a quitté le sol, son pilote emprunte au vent l'énergie dont il a besoin, même si celui-ci est horizontal et invariable. Ceci n'est pas correct, comme il est facile de le montrer. L'auteur établit qu'en effet un vol réel n'est pas plus possible sans moteur dans un vent invariable et horizontal que dans un air absolument calme. Pour que l'appareil se maintienne à un niveau constant, ou pour qu'il s'élève, un vent de vitesse variable est nécessaire, s'il est horizontal.

Au contraire, un vent de vitesse invariable, mais ascendant, peut permettre un vol réel et diverses évolutions d'un appareil sans moteur.

Enfin, la même chose arrive si le vent, sans être forcément ascendant, est de vitesse variable, ce qui est le cas le plus fréquent. — L. Brüninghaus.

Le vol à voile et le concours de vol à voile de la Rhœn. — Hoff (W.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 207-218]. — Le vol à voile s'effectue de deux façons :

1° Dans le *vol statique*, qui est le plus fréquent, on utilise les courants ascendants *continus* que l'on rencontre sur les flancs des montagnes ou des falaises : les vitesses ascentionnelles du vent, peuvent, avec les appareils utilisés, être très faibles, toutefois la vitesse même du vent doit être assez élevée. Par suite, lors d'un virage à hauteur insuffisante, des accidents peuvent survenir, en raison de la variabilité du vent près du sol.



2° Le *vol à voile dynamique* utilise les variations périodiques de vitesse du vent. A titre d'illustration, Karman imagine une rigole ondulée (Fig. 1), dans laquelle se meut une bille et à laquelle on peut imprimer un mouvement périodique *horizontal*

$$u = u_0 + u_1 \sin \lambda t.$$

Les frottements de la bille contre la rigole imprimeront à la première un mouvement de même période : un calcul simple montre que le gain de hauteur par période est proportionnel au rapport $\frac{u_1}{v_0}$, v_0 étant la vitesse moyenne de la bille.

Si de même, l'avion sans moteur se trouve pris dans un tourbillon vertical animé lui-même d'un mouvement de rotation autour d'un axe vertical extérieur, la figure 2 ci-dessous indique comment la force centrifuge, composée avec la pesanteur, peut produire une composante ascentionnelle. Le calcul confirme ces résultats.

Le concours de la Rhœn, en 1921, a confirmé la possibilité pratique du vol à voile : les appareils avaient un grand rapport de côtés (10 : 1) et pesaient peu (de 6 à 11 kg : m²). Ils ont permis d'effectuer des vols de 21 minutes.

A. Foch.

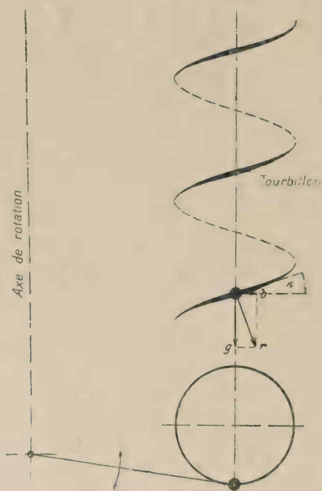


Fig. 2.

Elasticité.

Photoélasticité, ou étude optique de la distribution des forces dans les corps solides. — **Heymans** (P). [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 408]. — Les méthodes photoélastiques permettent de remplacer les procédés mathématiques souvent incertains, du fait du caractère hypothétique des données servant de base aux calculs, par une étude expérimentale directe. Elles sont basées sur la biréfringence temporaire acquise par les corps transparents, comme la xylonite, lorsqu'ils sont soumis à des forces. La lumière polarisée rectilignement permet de déterminer les lignes isoclines, et parmi celles-ci les lignes de tension principale. La lumière polarisée circulairement fournit des renseignements sur les valeurs des différences de tension. Enfin, un extensomètre latéral rend possible la mesure des valeurs de la somme des tensions principales. On a là une méthode intéressante pour le développement de la théorie de l'élasticité, et capable de rendre de grands services dans les applications pratiques à la technique de l'ingénieur. — L. Brüninghaus.

Etude, en lumière polarisée, de la tension de la poutre courbe. — **Asch** (E.) [*Zeits. f. Techn. Phys.*, 3 (1922), 294-305]. — Cet article expose les recherches de l'auteur sur l'application de la méthode d'examen en lumière parallèle, polarisée entre nicols croisés, à la détermination des tensions. De l'examen de l'aspect de la poutre droite et courbe, l'auteur déduit une méthode de recherche expérimentale des tensions d'une poutre donnée.

En première approximation, dans le cas où l'on néglige les efforts tranchants des appuis et de la charge, l'équation des trajectoires est

$$\frac{2y'}{1-y'^2} = \frac{-2\tau}{\sigma_x - \sigma_y} \quad \text{ou} \quad \frac{2y'}{1-y'^2} = \frac{\left(\frac{h}{2}\right)^2 - y^2}{(l-x)y}$$

où h est la hauteur de la poutre et l, la distance des points d'appui. Si l'on suppose le deuxième membre constant, on obtient une famille d'hyperboles, que l'auteur

décrit. Il donne ensuite la solution exacte obtenue à partir de la fonction de Lorenz : $F = 2 \pi r \varphi \sin \varphi$, d'où il tire, par approximations :

$$\sigma_x = \frac{2P}{\pi c}\left(\frac{x^2 y}{(x^2+y^2)^2} - \frac{x^2 h}{(x^2+h^2)^2}\cdot\frac{y}{h}\right),$$

$$\sigma_y = \frac{2P}{\pi c}\left(\frac{y^3}{(x^2+y^2)^2} - \frac{h^3}{(x^2+h^2)^2}\cdot\frac{y}{h}\right),$$

$$\tau = \frac{2P}{\pi c}\left(\frac{xy^2}{(x^2+y^2)^2} - \frac{xh^2}{(x^2+h^2)^2}\cdot\frac{y}{h}\right),$$

ou, en coordonnées polaires :

$$\sigma_x = \frac{2P}{\pi c}\,\frac{\sin^2\varphi\cos\varphi}{v}(1-\beta^4),$$

$$\sigma_y = \frac{2P}{\pi c}\,\frac{\cos^3\varphi}{v}(1-\beta^2),$$

$$\tau = \frac{2P}{\pi c}\,\frac{\sin\varphi\cos^2\varphi}{v}(1-\beta^3),$$

équations dans lesquelles P est la charge ; c, l'épaisseur de la plaque ; r et φ, les coordonnées polaires relatives au couteau et à la direction de la charge ; β, le rapport de r à R, R étant la coordonnée du rayon tracé entre la charge et le point correspondant de la limite opposée.

Le dispositif utilisé est un microscope polariseur dont le plateau a été muni d'un appareil de tarage des contraintes dont la photographie est donnée.

Si l'on déforme un corps transparent, il devient biréfringent. L'effet maximum sur l'éclairement et la coloration du champ à travers un corps biréfringent quelconque entre nicols croisés en lumière parallèle, sera obtenu quand ses axes optiques feront un angle de 45 degrés avec le plan de polarisation. Au contraire, l'effet est nul quand ses axes coïncident avec le plan de polarisation, L'effet de la double réfraction, ou le retard du rayon Δ, est donné par : $\Delta = c\,(P - Q)\,J$; c, épaisseur de l'objet éclairé ; $P - Q$, différence des tensions principales ; J, constante optique de la matière utilisée.

Les recherches ont été entreprises sur du celluloïd. Le premier essai consiste à tracer les trajectoires pour un éloignement des appuis de 8 cm, et une hauteur de la lame de 2 cm. Avec de très faibles charges, le champ s'éclaircit et est interrompu par une ou plusieurs bandes sombres persistantes ; le tracé des courbes d'égale inclinaison montre cinq points singuliers. Après interprétation de ces résultats, l'auteur étudie la détermination de la tension elle-même. Les résultats de ces mesures sont donnés sous forme de tableaux. L'auteur en conclut que la limite donnée par la loi de la proportionnalité de Coker est trop forte, et que du moins le celluloïd essayé commence, pour des tractions de 120 kg : cm², à montrer des irrégularités par rapport à cette loi. Des recherches sont exposées ensuite sur la tendance au flambement par compression. L'effort tranchant est ensuite étudié de la même façon. Enfin, un paragraphe est consacré à l'étude de l'erreur introduite par suite de la méthode d'approximation employée dans les calculs.

Le celluloïd est un corps homogène ; on voit donc combien est légitime la comparaison de ses propriétés avec celles des matériaux de construction. L'effet de la double réfraction de tels corps homogènes est proportionnel à la tension, et

non, comme on pourrait le croire, à l'inertie, bien que les ellipsoïdes de tension et d'inertie de ces corps soient identiques. Les propriétés optiques de ces corps transparents sont en outre, pour des tensions régulières, indépendantes des constantes élastiques de ces matières. Le coefficient de contraction transversale m du celluloïd est d'environ 2,5, et il est possible de calculer la constante optique J d'après les constantes élastiques et la constitution chimique ; on peut ainsi avoir une vérification des chiffres calculés dans cette étude. Mais il faut pour cela faire une analyse qualitative et quantitative du celluloïd et connaître sa formule de constitution ; c'est un travail difficile, et les fabricants ne donnent aucun renseignement à ce sujet. — L. Vaslot.

Sur les méthodes d'essai de dureté des corps. — **Moreau (G.)** [*R. G. E.*, **12** (1922), 106-111]. — Après avoir exposé les mérites et les inconvénients des procédés utilisés antérieurement pour l'essai de dureté des corps, notamment du procédé de Brinell qui a joui jusqu'ici d'une vogue universelle, l'auteur donne la définition d'un coefficient de dureté dynamique, dont l'idée est absolument nouvelle et qui est défini par le rapport de la pression moyenne exercée par une bille pendant la phase de pénétration à la surface de la cavité creusée pendant cette phase. Il décrit trois méthodes pratiques pour déterminer la dureté suivant cette conception inédite : celle de la trace, celle de la durée du choc et celle de la résistance électrique du contact ; il termine par la publication de quelques résultats numériques intéressants.

La dureté d'un corps pour le choc. — **Moreau (G.)** [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 329-336].

Une curieuse particularité de la dureté des métaux. — **O'Neill (H.) et Thompson (F.-C.)** [*Nat.*, **110** (1922), 773]. — Lorsqu'on mesure la dureté d'un métal par la méthode de la bille de Brinell, on constate, en discutant la formule correspondante, que, pour une charge de la bille supérieure à une certaine valeur, la dureté devient imaginaire, ce qui physiquement revient à dire que la bille pénètrera indéfiniment dans la substance.

Dans le cas d'acier à 0,2 pour cent de carbone et à 0,6 pour cent de manganèse, dont le nombre de Brinell est 140, en se servant d'une bille de 10 mm de diamètre et d'une charge de 3 000 kg, le calcul montre qu'une charge de 14 000 kg donnerait lieu à une pénétration continue de la bille. Cette propriété, assez inattendue, peut présenter un intérêt vis-à-vis de la pénétration des plaques métalliques par les projectiles. — L. Brüninghaus.

Expériences sur la dureté et la pénétration. — **Mardles (E.) ; O'Neill (H.)** [*Nat.*, **111** (1923), 116]. — Quelques remarques d'intérêt secondaire sur l'expérience relative à la pénétration d'une sphère rigide et dense dans l'argile.

L. Brüninghaus.

Dureté à la bille et dureté au scléroscope. — **O'Neill (H.)** [*Nat.*, **111** (1923), 430-431]. — L'auteur compare la *dureté ultime*, c'est-à-dire le nombre de Brinell qui correspond à un enfoncement de la bille jusqu'à son diamètre, avec le nombre obtenu au scléroscope, et pour des métaux recuits. Il obtient, en portant ces nombres respectivement en abscisses et en ordonnées, une courbe continue qui est indépendante du diamètre de la bille. L'équation de la courbe est la suivante :

$$H_u = 0,79\, S^{1,44}$$

où H_u est la *dureté ultime*, c'est-à-dire nombre de Brinell correspondant et S, le nombre donné par le scléroscope. — L. Brüninghaus.

Variations de la dureté des métaux en fonction de la température. — Itô (K.) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, 12 (1923), 137-148]. — L'auteur détermine, par la méthode de Brinell, la dureté des différents métaux à diverses températures. Si H_1 et H_2 sont les duretés aux températures t_1 et t_2, on a :

$$\log H_2 - \log H_1 = \alpha (t_2 - t_1).$$

Le coefficient de température α est relié à la température absolue de fusion T par la relation simple :

$$T(\alpha + 0{,}00145) = 2{,}5,$$

rappelant la relation qui lie le coefficient de température du module d'Young ou du module de torsion à la température de fusion. — G. Allard.

Expériences sur la dureté et la pénétration. — Ackermann (A.-S.-E.) [*Nat.*, 111 (1923), 17]. — Lorsqu'un disque horizontal reposant sur de l'argile est chargé graduellement, il s'enfonce lentement, chaque accroissement de la charge donnant lieu à un accroissement correspondant de pénétration, ceci jusqu'à une certaine limite. Lorsque la charge du disque atteint une certaine valeur critique, le disque continue à s'enfoncer indéfiniment, avec une vitesse accrue (dix fois plus grande environ que la précédente), et cela sans accroissement ultérieur de la charge. L'auteur appelle pression de fluidité, le rapport qui existe entre cette charge critique et l'aire du disque. Cette grandeur se montre, entre des limites étendues, indépendante de l'aire du disque employé pour sa détermination. Le seul facteur dont il dépend, dans le cas de l'argile de Londres, est la proportion d'eau contenue dans l'argile, et ce facteur exerce une influence considérable.

En remplaçant le disque par une sphère, on obtient des résultats du même genre.

On a ensuite expérimenté le plomb fondu et on a observé des phénomènes analogues aux précédents. — L. Brüninghaus.

Propriétés physiques de l'argile et de la bouillie d'argile. — [*Nat.*, 111 (1923), 202-203]. — Un disque chargé reposant sur l'argile s'y enfonce, mais seulement d'une certaine quantité, qui dépend de la charge et de la teneur de l'argile en eau. La plasticité de l'argile dépend de sa teneur en colloïdes (silicates d'aluminium hydratés, silice gélatineuse) hydroxyde ferrique..., etc.

L. Brüninghaus.

Action des outils dans le travail des métaux. — Rowell (H.-S.) [*Nat.*, 110 (1922), 771-772]. — Suite de discussion relative à la théorie de la coupe des méteaux par les outils de tours, de machines à fraiser, etc. — L. Brüninghaus.

Action des outils servant au travail des métaux. — Pollard (A.); Andrade (C.) [*Nat.*, 110 (1922), 875-876]. — Au sujet de cette intéressante question, qui a fait déjà l'objet de plusieurs notes récentes, les auteurs rappellent les travaux de Tresca, pour lequel le phénomène de taille d'un métal au moyen d'un outil tranchant, par la formation d'un copeau, est avant tout un phénomène d'écoulement plastique, auquel se superpose d'ailleurs un effet de cisaillement suivant un plan passant par l'arête coupante et tangent à la surface décrite par cette arête. « Ces phénomènes, dit Tresca, sont aussi ceux dans lesquels les métaux les plus

durs, tels que l'acier, se comportent en réalité comme le plomb, comme le savon, comme la cire, nous dirions presque comme les liquides, tant est complet le rapprochement que l'on doit faire entre les rides de nos différents copaux et de véritables vagues de métal ». Profonde vérité, énoncée en 1883, et que les conceptions modernes sur l'état solide et l'état amorphe justifient complètement.

L. Brüninghaus.

Action des outils pour la coupe des métaux. — **Rowell (H.-S.)** [*Nat.*, **111** (1923), 84]. — Remarques sans intérêt. — L. Brüninghaus.

La dureté de la silice vitreuse. — **Johns (C.) et Desch (C.-H.)** [*Nat.*, **111** (1923), 15]. — L'hypothèse de Beilby, pour expliquer le durcissement des métaux par le travail à froid, admet la production d'une phase vitreuse du métal par la rupture des cristaux pendant la déformation plastique. Cette hypothèse nécessite que la substance à l'état vitreux soit plus dure qu'à l'état cristallin. On possède peu de renseignements directs à cet égard. La silice se présente comme étant apte à se prêter à une telle comparaison de dureté. La dureté de la silice a déjà été étudiée par Auerbach, qui a trouvé que la silice vitreuse possède une surface moins dure que l'une ou l'autre des faces principales du quartz. Mais il faut remarquer que les échantillons de silice fondue commerciale possèdent de nombreuses bulles d'air, dont la présence tend à abaisser la dureté de la substance, déterminée, par exemple, par des essais consistant à la rayer avec divers corps.

Les auteurs ont pu récemment examiner un spécimen de silice d'une dureté inaccoutumée, obtenu en portant du quartz à une température très élevée (1 800° C). L'analyse de cet échantillon a fourni 97,7 pour 100 de silice, 2,0 pour 100 de chaux et une trace de fer ; il se montrait isotrope, par examen entre nicols croisés ; il ne contenait que quelques bulles d'air.

Des essais au scléroscope, avec lequel on mesure la hauteur de rebondissement d'un marteau à pointe de diamant tombant sur la surface à étudier, ont donné les résultats suivants :

Substance.	Dureté.
Silice vitreuse polie	94
Quartz, faces du prisme	91
Silice vitreuse commerciale	82

Ces premières expériences sont, on le voit, en faveur de l'hypothèse de Beilby.

L. Brüninghaus.

La rigidité des gelées. — **Milhaud (F.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 282]. — Schwedoff a mesuré le module de rigidité d'une solution de gélatine à 5 pour 1000, prise en gelée par refroidissement. L'auteur s'est proposé de chercher comment la rigidité varie avec la concentration. La méthode employée est la suivante : si on maintient une faible différence de pression P entre les deux extrémités d'un tube horizontal de longueur l et de rayon intérieur R rempli de la gelée à étudier, il se produit une déformation élastique ; le déplacement X des molécules qui se trouvent sur l'axe est relié au module de rigidité μ par la formule :

$$\mu = \frac{PR^2}{4\,Xl}.$$

On mesure X en mettant en suspension dans la gelée quelques particules solides et en visant au microscope une particule située sur l'axe du tube. L'expé-

rience vérifie bien la formule précédente. Si c est le nombre de grammes de gélose pour 1000 grammes du mélange, la formule empirique

$$\mu = 6.32\,(c - 0{,}39)^{3,3}$$

est bien vérifiée pour les petites concentrations. — A. Blanc.

Les propriétés élastiques des gelées de gélatine. — **Sheppard** (S.-E.) **et Sweet** (S.-S.) [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 553]. — Détermination des modules d'élasticité de gelées de différentes concentrations. Influences de l'alcalinité, de l'acidité, de l'alcool et de la glycérine. C. Florisson.

Nouvelles recherches sur l'élasticité des matériaux. — **Dalby** (W.-E.) [*Proc. Roy. Soc.*, **103** (1923), 8-25]. — Description d'une machine qui enregistre photographiquement l'allongement et le rétrécissement d'un barreau, en fonction de la pression ou de la tension. Description d'un autre appareil qui enregistre la torsion d'un barreau, en fonction du couple appliqué. Exemples de cycles produits par des actions croissantes et décroissantes alternativement. Etude des cristaux. Etude de l'influence de la forme des échantillons sur les résultats. — R. Fortrat.

Machines d'essais, donnant la limite élastique et le module d'élasticité des métaux. — **Guillery** (R.) [*C. R.*, **173** (1921), 907]. — En général, les machines d'essais donnent, dans certains cas, une indication approximative de la limite élastique, mais négligent le module d'élasticité; les dispositifs permettant l'examen de la limite élastique sont, en outre, très délicats et ne permettent d'apprécier la fin des allongements proportionnels que dans le cas des aciers recuits ou revenus. L'auteur décrit une machine d'essais permettant de déterminer la limite d'élasticité même pour les aciers trempés et, en outre, le module d'élasticité.

A. Blanc.

La viscosité et la rigidité de la glace. — **Hargis** (C.-D.) [*Phys. Rev.*, **19**, (1922), 526-527]. — Des travaux antérieurs (Hess, 1902), ont montré que le coefficient de viscosité de la glace croît avec le temps pendant lequel la force tangentielle exerce son action. On a trouvé, pour ce coefficient, une valeur de $0{,}6 \,.\, 10^{11}$ après 15 secondes, et de $120 \,.\, 10^{11}$ après 28 000 secondes. On a montré que ces résultats peuvent expliquer le lent mouvement des glaciers.

Dans le présent travail, on a déterminé le coefficient de viscosité et la rigidité par la méthode cinétique, la durée d'action de l'effort tangentiel étant une fraction de seconde. Un cylindre de glace était congelé dans un tube de laiton, puis retiré et monté comme un pendule de torsion, l'extrémité supérieure étant liée solidement, par congélation, à un support. L'extrémité inférieure était libre, et portait une masse dont le moment d'inertie avait pour valeur $5{,}67 \,.\, 10^5$ g : cm²; elle portait aussi un petit miroir. Un rayon lumineux, provenant d'une lampe à arc, était réfléchi par le miroir sur un système de lentilles qui formaient, sur un film mobile, l'image d'un point lumineux. Le film recevait aussi, à chaque seconde, une impression photographique ponctuelle provenant d'une lampe convenablement disposée. Les secondes étaient donc enregistrées sur le film, en même temps que la courbe à étudier. L'équation du mouvement est de la forme :

$$K\frac{d^2\theta}{dt^2} + L\frac{d\theta}{dt} + M\theta = 0,$$

où

$$L = \eta\,\frac{\pi r^4}{2\,l} \quad \text{et} \quad M = n\,\frac{\pi r^4}{2\,l}.$$

En intégrant cette équation, on obtient le coefficient de viscosité et la rigidité en fonction du décrément logarithmique, de la période, de la longueur, du rayon et du moment d'inertie.

Un pendule de 226 cm de longueur, ayant pour période 0,468 seconde et pour rayon 0,863 cm, a donné pour le coefficient de viscosité, $6{,}12 . 10^9$ et pour la rigidité, $2{,}66 . 10^{10}$. Un autre pendule, de 111 cm de longueur, 0,286 seconde de période et 0,802 cm de rayon, a donné, pour le coefficient de viscosité, $3{,}8 . 10^9$ et pour la rigidité, une valeur de $2{,}91 . 10^{10}$. La valeur moyenne de la rigidité, déduite de 8 observations, était $2{,}82 . 10^{10}$ et le coefficient de viscosité variait de $3{,}8 . 10^9$ pour une période de 0,286 seconde à $6{,}33 . 10^9$, pour une période de 0,448 seconde.

L. Brüninghaus.

Pression de fluidité des métaux. — **Ackermann (A.-S.-E.)** [*Nat.*, **111** (1923), 534-535]. — Mesure de la pression de fluidité de divers métaux.

L. Brüninghaus.

Module d'Young et coefficient de Poisson du caoutchouc. — **Deodhar (G.-B.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 471-480.] — La courbe donnant la déformation d'une tige de caoutchouc en fonction d'un effort de traction se compose de deux droites raccordées par un arc de courbe. Pour chacun des segments rectilignes, on trouve que le module d'Young (défini par la relation $\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{E} \Delta P$, où ΔL et ΔP sont deux *petites* variations de la longueur L et de la traction P) est proportionnel au carré de la longueur L.

D'autre part, le rapport de Poisson dépend de la charge et l'auteur espère déduire des théories de la probabilité une justification de ses résultats expérimentaux. — A. Foch.

Les constantes élastiques du sapin. — **Carrington (H.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 1 055-1 057]. — Le sapin a, mécaniquement, toutes les caractéristiques des cristaux : il ne possède ni l'isotropie transversale, ni la possibilité de réduction à 4 des 9 constantes de l'ellipsoïde d'élasticité. — A. Foch.

Module d'Young et rapport de Poisson pour le sapin. — **Carrington (H.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 288]. — Erratum à une publication de même titre [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 877]. — A. Foch.

Détermination du rapport de Poisson et des variations mécaniques de l'indice de réfraction. — **Twyman (F.) et Perry (J.-W.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 151-154]. — Une plaque de glace, reposant sur deux appuis, est soumise à l'action d'un poids qui produit en son centre un effort moléculaire de 94,66 kg : cm². Le tout est placé dans un interféromètre, et on constate, dès l'application de l'effort, l'apparition de franges, dues d'abord à la variation de chemin imposée par la flexion et, en second lieu, à la variation d'indice due à la compression. Soient m_a le mombre de bandes qui passent ; on a, en appelant $2\,t$ l'épaisseur de la glace,

$$\frac{1}{2} m_a \lambda = \Delta (n - 1)\, t. \qquad (1)$$

Si, d'autre part, on étudie les franges dues à la réflexion sur les deux faces de la glace on a, en appelant m_b le nombre de bandes qui passent lors de l'effort :

$$\frac{1}{e} m_b \lambda = \Delta\, nt. \qquad (2)$$

D'où les variations de l'indice Δn et de l'épaisseur de la glace $2\Delta t$, ce qui permet de calculer le module d'Young et le rapport de Poisson.

Application à un verre déterminé. — A. Foch.

Détermination du coefficient de rigidité d'une plaque de verre. — Wagstaff (J.-E.-P.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 21 (1922), 59-65]. — La plaque de verre à étudier est encastrée aux deux extrémités et placée en contact avec une lame optiquement plane. On observe alors des franges d'interférence en lumière monochromatique, qui sont à peu près rectilignes. Si on soumet la plaque de verre à un léger effort de torsion, les franges prennent la forme d'hyperboles. La théorie permet de déduire, des constantes de ces hyperboles, la valeur du coefficient de rigidité de la plaque. Les différents pointés donnent des résultats concordants entre eux et le coefficient de rigidité ainsi calculé est d'accord avec celui qu'on peut déduire du module d'Young et du coefficient de Poisson trouvés par d'autres méthodes. — L. de Broglie.

Les méthodes nouvelles de recuit du verre aux États-Unis. — Guadet (G.) [*Rev. Opt.*, 1 (1922), 184-190]. — Ces méthodes, étudiées particulièrement par Adams et Williamson, reposent sur deux principes nouveaux.

Ils appellent contraction ordinaire celle qu'acquiert une masse d'abord isotherme, à partir d'une contraction zéro, par un échauffement progressif venant par les faces; contraction inverse, celle qui est acquise dans les mêmes conditions, par un refroidissement progressif des faces.

Si une masse, d'abord isotherme et de contraction zéro, subit un régime de refroidissement progressif d'une certaine durée, puis que ce régime s'arrête et que la masse prenne un équilibre complet de température, la contraction inverse acquise au début du refroidissement, si elle n'est pas détruite par un effet de viscosité, subsiste intégralement pendant toute la durée du refroidissement, et sera alors exactement compensée et annulée lors de l'arrêt du refroidissement, parce que cet arrêt fera apparaître une contraction ordinaire qui lui sera égale et de signe contraire.

Cette compensation n'existera plus si les conditions initiales de température sont telles que la viscosité fasse disparaître la contraction inverse initiale.

Les auteurs ont vérifié expérimentalement ces faits.

Le deuxième principe a un point de départ arbitraire. On admet que la vitesse de relaxation à une température déterminée est proportionnelle au carré de la force de tension ou de compression existante F.

$$-\frac{dF}{dt} = AF^2,$$

où A est un coefficient constant pour chaque température. Cette relation, intégrée, donne

$$\frac{1}{F} - \frac{1}{F_0} = At$$

$\frac{1}{F}$ est une fonction linéaire de la durée t de la relaxation.

Cette relation se trouve bien vérifiée, sauf pour les températures de relaxation très peu élevées (300° C).

Le coefficient A est appelé constante de recuit : son logarithme est une fonction linéaire de la température.

$$\log A = M_1\Theta - M_2$$

M_1 est voisin de $0{,}1 \times \log 2$ pour tous les verres étudiés : la relaxation double de vitesse pour chaque augmentation de température de 10° C environ.

En se basant sur ces deux principes le recuit doit être conçu de la manière suivante.

La tension permanente qu'acquiert une pièce de verre par refroidissement étant égale et de signe contraire à la tension temporaire perdue par viscosité quand le verre se trouve dans la marge de recuit, il est nécessaire, aussi paradoxal que cela puisse paraître, d'éviter le mieux possible la relaxation des tensions pendant le refroidissement.

La marche de l'opération est alors la suivante :

La masse est d'abord soumise à un long recuit à une température relativement basse de manière à faire perdre à peu près complètement au verre les tensions acquises pendant le réchauffement. On peut se permettre ensuite un refroidissement plus rapide que celui admis habituellement par les verriers. La température étant beaucoup plus basse, la relaxation est beaucoup moins rapide (vitesse divisée par 2 pour chaque diminution de 10° C) : On ne peut craindre de voir réapparaître des contractions apparentes en fin d'opération.

Les avantages sont de trois sortes : économie de temps et de combustible, facilité de réglage des brûleurs et surtout sécurité plus grande vis-à-vis des dangers de surchauffe. Une analyse mathématique détaillée de la méthode, due à Williamson, fait l'objet de l'exposé suivant. — J. Cojan.

Les méthodes nouvelles du recuit du verre d'optique en Amérique. — Guadet (G). [*Rev. Opt.*, 1 (1922), 184; 363-393]. — Ces méthodes sont celles étudiées par Adams et L.-H. Williamson : elles reposent sur les deux principes énoncés dans l'analyse précédente.

Adams et Williamson, après avoir déterminé les constantes physiques relatives aux neuf types de verre qu'ils ont étudiés, ont précisé par le calcul les relations concernant le recuit et le refroidissement. Dans une dernière note Williamson a résolu par le calcul des variations le problème qui consiste pour un bloc de verre à faces parallèles dont on veut limiter la biréfringence à chercher le minimum de la somme des durées du recuit et du refroidissement : la durée du recuit cesse en effet d'être négligeable comme elle l'était dans les anciens procédés. Les indications qui en résultent sont d'autant plus précieuses qu'elles permettent d'éviter les températures trop élevées, réduisant ainsi au minimum le risque de surchauffe du verre. — J. Cojan.

Le recuit des verres. — Taffin [*C.R.*, 174 (1922), 36; 159] — Kundt, supposant que la disparition des tensions, dans un liquide visqueux, se produit sans déformation, a établi la relation :

$$\text{Log}\,\frac{\Delta}{\Delta_0} = \frac{t}{T},$$

où Δ et Δ_0 sont les biréfringences du liquide aux temps t et 0, et T, une constante, le « temps de relaxation » de Maxwell. Or cette relation ne s'applique pas exactement au recuit du verre. L'auteur adopte la formule :

$$\text{Log}\ \frac{\frac{1}{\delta}-\frac{1}{\Delta_0}}{\frac{1}{\delta}-\frac{1}{\Delta}}=\frac{t}{T},$$

où δ et T sont deux constantes, qui dépendent d'ailleurs de la température. Cette formule est vérifiée par l'expérience ; il en résulte qu'à chaque température, la constante δ représente une biréfringence limite que l'on ne peut atteindre qu'avec un recuit prolongé indéfiniment à cette température, si la biréfringence initiale Δ_0 est inférieure à δ, le recuit est impossible à la température considérée et la biréfringence restera constante et égale à Δ_0. A δ correspond une certaine tension φ qui, appliquée au verre, produirait la biréfringence δ ; l'expérience montre que le verre présente une limite d'élasticité, variable avec la température, qui est du même ordre de grandeur que la tension limite φ. Le phénomène du recuit d'un verre ne serait autre chose qu'une déformation visqueuse sous l'action des tensions internes ; il ne se produit plus si ces tensions deviennent égales ou inférieures à la limite d'élasticité. — A. Blanc.

Structure des surfaces de verre soumises au dressage au moyen d'abrasif. — **Preston (F.-W.)** [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 141-164]. — Travail exécuté dans le but de se rendre compte de la nature du processus mis en oeuvre dans le coupage, le polissage de substances fragiles comme le verre. L'auteur est d'avis qu'une surface dressée ne consiste pas dans une série de bosses et de creux, mais est caractérisée par des fissures complexes, qui sont produites là où l'agent exerce son action. Dans la première partie, il étudie les fissures faites dans le verre par des sphères stationnaires, glissantes ou roulantes, et par la molette et le diamant du vitrier, il applique les résultats trouvés à la structure des surfaces dressées. Ces fissures permettent d'interpréter le phénomène trouvé par Twyman. Dans la seconde partie, il montre l'augmentation de solubilité des surfaces dressées dans l'acide fluorhydrique et explique pourquoi, dans le cas du verre, la couche de tension superficielle ne dépasse pas 2 ou 3 millionièmes de millimètre d'épaisseur ; il décrit également la structure des surfaces polies de verre et de corps analogues, en se basant sur ce que l'attaque au même acide montre que l'action mécanique de la subtance employée pour user le verre est encore activée pendant le polissage. Quand on commence le travail, les particules forment une pellicule mince sur toute la surface du verre, produisant d'innombrables marques de dimensions ultra-microscopiques ; se coupant dans toutes les directions, elles brisent la surface en un système de fissures complexes. Dans le polissage à sec, l'agent qui sert à l'opération vient en contact intime avec le verre et il s'établit entre eux un commencement de cohésion. Les fissures disparaissent alors au voisinage de leurs racines.

Un nombre considérable de reproductions de clichés illustre le mémoire.

Ed. Salles.

Etat de tension du verre dans la région voisine d'un trait de diamant. — **Dalladay (A. J.)** et **Twyman (F.)** [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 165-170]. — Les auteurs ont étudié, en lumière polarisée, un bloc de Crown dur rayé par un diamant. Il semble qu'il y ait une région de tension violente horizontale, immédiatement au-dessous du trait, s'étendant à une profondeur inférieure à 0,1 mm. Plus bas, cette tension se transforme en compression ; cet effet diminue rapidement et est presque imperceptible après 2 à 3 mm. — Ed. Salles.

Mesures des déformations produites à la surface du verre par le dressage à l'aide d'agents à grains plus ou moins fins. — Dalladay (A. J.). [*Trans. Opt. Soc.*, **23** (1921-1922), 170-174]. — Ce travail a été entrepris dans le but de se rendre compte de la compression produite dans les surfaces dressées, résultant de l'action des abrasifs d'emploi habituel : carborundum, corindon, émeri de Naxos. Le spécimen de verre était un Crown dur ($\mu_D = 1,518$). La lame de verre faisait un angle de 45° avec la verticale et était observée suivant sa largeur avec de la lumière polarisée verticalement, à travers deux nicols croisés et un mica onde entière. Comme aucune trace de biréfringence ne se manifestait, un côté de la lame fut poli avec du carborundum n° 80. L'examen montra alors que la lame était soumise à une extension combinée à une flexion. L'auteur a supposé que cette déformation était due à une compression uniforme dans la couche dressée elle-même.

Pour mesurer cette compression, on fit subir à la lame, en un point donné, une flexion en sens inverse et, de sa valeur, on déduisit l'effort total auquel la couche grise était soumise. — Ed. Salles.

L'élasticité de quelques métaux et alliages jusqu'aux températures voisines de leurs points de fusion. — II. Module d'élasticité. — Koch (K.-R.) et Diéterle (R.) [*Ann. der Phys.*, **68** (1922), 441-462]. — Les auteurs ont mesuré la fréquence des vibrations transversales d'un fil maintenu dans un four à température réglable et soumis à un choc brusque.

Le mémoire contient la description du four et de l'appareil de percussion employés. Pour éviter l'oxydation du fil, à l'intérieur du four était maintenu un vide élevé ; les températures étaient mesurées par des thermo-éléments fer-constantan jusqu'à 800° C, platine-platine rhodié au delà de 800° C. Des dimensions du fil, de son poids spécifique, de la fréquence observée, on pouvait déduire par une formule classique le module d'élasticité. Les courbes donnant pour divers métaux les variations du module avec la température sont rapidement descendantes et d'allures paraboliques. Les résultats obtenus pour le nickel furent bizarres, les échantillons étant sans doute peu homogènes. Le module de torsion décroît plus vite avec la température que celui d'élasticité ; d'où une augmentation du coefficient de Poisson par élévation de la température. — L. de Broglie.

Compressibilité des métaux aux hautes pressions. — Bridgman (P.-W.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, **8** (1922), 361-365]. — L'auteur a mesuré la compressibilité de vingt-trois métaux appartenant aux familles les plus diverses de la table périodique. Il résume, en un tableau, les valeurs de la compressibilité jusqu'à 12 000 kg : cm² et ses variations en fonction de la pression et de la température (de 30° à 75° C).

Ces coefficients varient beaucoup avec le mode de préparation des échantillons et pour diverses directions d'observation. Un cristal unique de zinc, métal ne cristallisant pas dans le système cubique, présente par exemple des compressibilités linéaires variant dans le rapport de 1 à 7, suivant l'orientation.

Les équations de Born, établies pour rendre compte de la compressibilité des halogénures alcalins, ne sont pas directement applicables au cas des métaux, quoique leur réseau présente une certaine analogie avec celui de ces sels, si l'on admet que les ions négatifs sont remplacés par des électrons.

L'auteur a cependant obtenu, en suivant des raisonnements analogues à ceux de Born, une expression rendant compte des résultats expérimentaux, en repré-

sentant le potentiel répulsif par une fonction arbitraire. Il fait aussi remarquer que ces données permettraient le calcul des variations de la chaleur spécifique des métaux en fonction de la pression. — A. DAUVILLIER.

Changements de propriétés physiques des corps sous l'influence de la pression. — **Williamson (E.-D.)** [*Journ. Frankl. Inst.*, **193** (1922), 491-513]. — Généralités sur l'ensemble des recherches entreprises au Geophysical Laboratory (Carnegie Inst.) équipé pour réaliser des pressions atteignant 12 000 atm. par pouce carré, à température ordinaire et 1200 atm. jusqu'à 1 300° C. Description des tubes-laboratoires employés, des joints, etc... (P. W. Bridgman), des méthodes de mesures des pressions. L'auteur cite l'étude de l'influence de la pression sur :

La résistance électrique des métaux [1]. (Effet utilisé par la suite pour réaliser une jauge secondaire pour mesurer les hautes pressions).

Les forces électromotrices thermo-électriques.

La conductibilité des électrolytes (à signaler, l'usage de courants extrêmement faibles, mesurés après amplification, de façon à rendre négligeable l'échauffement du liquide en expérience).

La compressibilité de l'eau et de divers liquides.

La compressibilité des solides (la compressibilité du diamant se montre pratiquement indépendante de la pression).

La viscosité des huiles de graissage. — C. FLORISSON.

Sur un modèle simple qui illustre l'hystérèse élastique. — **Lees (S.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 511-537]. — On suppose que les phénomènes d'hystérèse élastique sont dûs à l'existence de deux natures de cristaux : les uns reçoivent et transmettent les forces, les autres absorbent ces forces en créant le frottement interne en même temps qu'une forte pression. Cette conception est schématisée avec l'introduction de lois simples d'action des cristaux voisins deux à deux. On retrouve ainsi tous les phénomènes d'hystérèse élastique. — R. FORTRAT.

Modèle simple d'hystérèse élastique. — **Press (A.) et Lees (S.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 1.053-1.054]. — Discussions de priorité. — A. FOCH.

Une nouvelle loi générale de déformation. — **Nutting (P.-G.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 107-108]. — Certaines expériences ont conduit l'auteur à la loi suivante de déformation s en fonction du temps t et de la force F :

$$s = at^nF^m$$

où m et n sont indépendants de s, t et F et des unités. Pour $n=0$ et $m=1$, on a la loi de Hooke, comme cas particulier de cette loi générale ; pour $m=n=1$, on a la loi d'écoulement visqueux.

Les formules correspondantes, en électricité, sont :

$$q = at^nX^m \qquad \text{et} \qquad i = ant^{n-1}X^m,$$

qui donnent la loi d'Ohm à titre de cas particulier, pour $n=m=1$. La nouvelle loi représente très bien certains résultats obtenus par Shrader sur les fuites à travers les diélectriques. — L. BRÜNINGHAUS.

[1] Modifications à la théorie électronique des métaux : Bridgman (P.-W.) [*Phys. Rev.*, **9** (1917-269] et spécialement : *Phys. Rev.*, **17** (1921) 161.

Tentative de compensation des résidus élastiques. — **Bennewitz (K.)** [*Phys. Zeits.*, **22** (1921), 329-332]. — Pour compenser les résidus de déformation qui occasionnent de sérieuses perturbations dans les appareils à ressorts, l'auteur propose l'emploi de deux systèmes d'élasticités différentes, mais ayant *mêmes résidus* et montés de façon à compenser leurs effets. Le tout est de réaliser ces deux systèmes. L'auteur dit y avoir remarquablement réussi. — A. Foch.

Sur la réactivité et l'hystérèse élastique. — **Okubo (J.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **11** (1922), 173-182]. — Théorie mathématique. L'auteur admet que, au cours de la déformation d'un solide, un glissement se produit dans chaque cristal élémentaire, le long des plans de clivage. En introduisant un frottement proportionnel à la vitesse de glissement il rend compte des résultats expérimentaux obtenus par Kusakabe sur diverses roches. — G. Foex.

Sur la théorie de la rupture de A. Griffith. — **Wolf (K.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 107-112]. — Griffith [*Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1920] avait introduit la notion de tensions superficielles dans l'explication des formes de rupture. Malheureusement sa théorie prête à de nombreuses objections : ses résultats ayant été confirmés expérimentalement, il importait de les justifier de façon rigoureuse; c'est à quoi tend le mémoire actuel. — A. Foch.

L'usure des métaux par fatigue. — **Jenkin (C.-F.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **103** (1923), 121-138]. — On peut expliquer beaucoup de phénomènes de fatigue des métaux en supposant qu'ils sont formés de cristaux avec toutes les orientations. Certains clivages peuvent se produire dans des cristaux convenablement orientés et non dans d'autres. Après le clivage c'est une force de frottement qui entre en jeu, moindre que la force d'adhésion. Quand un cristal est soumis à un cycle de tensions et de compressions, il se produit des fissures progressives amenant la rupture par fatigue.

Un modèle mécanique simple permet de construire les courbes expérimentales de modification des métaux par fatigue. Il suffit de réunir deux parties mobiles par l'intermédiaire d'une force élastique et d'une force de frottement.

R. Fortrat.

Résistance d'une poutre en plaque mince, nervurée, fixée à ses extrémités et chargée uniformément. Cas particulier. — **Laws (B.-C.)** [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 281-287]. — Etude mathématique. — A. Foch.

Les grandes digues dans les zones sismiques. — **Puppini (U.)** [*Mem. Accad. Sc. Bologna*, **8** (1921), 43-46]. — Dans les zones sujettes aux tremblements de terre, on donne aux constructions ordinaires une plus grande résistance aux mouvements verticaux et horizontaux du sol, en suivant le critérium empirique d'évaluer l'effet du mouvement saccadé avec une variation virtuelle de 50 p. 100 du poids des structures et surcharges et l'effet du mouvement ondulatoire avec des forces horizontales proportionnelles au poids des divers éléments. Le coefficient de proportionnalité ou coefficient sismique est pris égal au rapport entre l'accélération maximum du mouvement sismique et l'accélération de la pesanteur; on choisit $\mu = 0,25$.

L'auteur cherche, dans ces conditions, l'épaisseur s à donner, à la profondeur h, à une digue de section transversale triangulaire, forme exigée pour l'équilibre du réservoir à vide. On trouve que la plus convenable est une digue à parements également inclinés et dont l'épaisseur à la base serait 0,11 de la hauteur.

R. Chevallier.

La résistance des carcasses en ciment armé. — **Puppini (U.)** [*Mem. Accad. Sc. Bologna*, 7 (1920), 37-50]. — Les résultats des calculs sont résumés dans des tables. — R. Chevallier.

Théorie générale de la rupture d'une tige rectiligne. — **Trefftz (E.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 272-275]. — Expression, sous forme d'équations intégrales, des conditions d'effort dans une tige rectiligne. — A. Foch.

Le moment critique de torsion des arbres. — **Grammel (R.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 262-271]. — Un arbre cylindrique soumis à une poussée axiale ou à un moment de torsion, ou à ces deux efforts simultanément, peut flamber si l'on dépasse, pour le moment de torsion, une valeur critique dépendant de la poussée. L'auteur donne l'équation transcendante liant la poussée axiale au moment critique et applique cette question aux cas particuliers suivants :

1) Arbre à section circulaire.
2) Arbre à section constante avec poussée axiale nulle.
3) Arbre à section presque circulaire soumis à une force axiale. — A. Foch.

Torsion d'un fer cornière avec angle intérieur arrondi. — **Dassen (C.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 258-262]. — Application de l'analogie classique entre l'élasticité de torsion et les écoulements. — A. Foch.

Distribution des tensions dans une plaque rectangulaire ayant deux bords opposés tirés dans deux directions opposées. — **Inglis (C.-E.)** [*Proc. Roy. Soc.*, 103 (1923), 598-610]. — Résolution du problème par un calcul approché. On traite : 1° le cas de deux bords fixes ; 2° le cas des quatre bords tendus. Les solutions sont données sous forme de séries de 10 à 11 termes. On arrive ainsi à représenter les tensions dans une plaque carrée, puis dans une plaque rectangulaire plus ou moins allongée. Ces résultats représentent convenablement les expériences de Coker [*Proc. Roy. Soc.*, (1911), 28 décembre]. — E. Darmois.

Ressorts enroulés pour traction, compression et chocs. Ressorts en hélice cylindrique. — **Reynal (C.)** [*Arts et Métiers*, 75 (1922), 272-279]. — L'auteur rappelle les recherches de Saint-Venant sur la torsion, étudie les ressorts en hélice à sections quelconques, compare leurs puissances et flexibilités, et donne un moyen rapide de les calculer. — Ed. Salles.

Ressorts en hélice conique et parabolique. — **Reynal (C.)** [*Arts et Métiers*, 75 (1922), 343-352]. — Dans un certain nombre de circonstances, on est amené à employer des ressorts dans lesquels la fibre neutre est enroulée sur un cône ou un paraboloïde. Sous l'action d'une force parallèle à l'axe, le ressort fléchit : l'auteur donne les formules permettant de calculer cette flexion dans l'hypothèse où le ressort a, au début de la compression, une inclinaison constante en chacun de ses points.

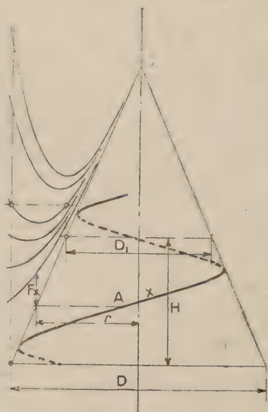


Fig. 1.

Si on suppose une flexion importante dans laquelle l'inclinaison du ressort est la même en tous les points, la surface directrice se déforme, ainsi que l'indique la figure précédente.

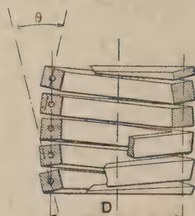


Fig. 2.

D'autre part, il se produit non seulement une flexion, mais encore

une torsion autour de la fibre neutre ; il en résulte une déformation assez particulière du ressort, déformation rendue spécialement sensible dans les fils à section non circulaire. — A. Foch.

Torsion de barres à section en croix. — [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 59]. — Analyse d'un mémoire paru dans la *Zeits. d. Ver. Deutsch. Ing.* [66 (1922), 827-828].

Saint-Venant avait donné, pour l'angle de torsion d'une tige de longueur L, soumise à un moment M, ayant un module de cisaillement G, une section cruciforme F et un moment d'inertie polaire Θ, la formule

$$\alpha = \frac{40\,M\Theta}{GF^4}.$$

Föppl a proposé, pour les fers profilés la formule simplifiée,

$$\alpha = \frac{3\,M}{G\Sigma\, ld^3},$$

où l est le grand côté et d, le petit côté d'un des rectangles constituant la section.

La formule de Föppl est à peu près d'accord avec l'expérience : selon les cas, l'erreur (par défaut) varie de 15 à 29 pour 100. La formule de Saint-Venant donne des écarts supérieurs. — A. Foch.

Sur la réaction d'une tige à section elliptique soumise à une torsion quand on empêche le gauchissement des sections droites. Föppl (A.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1920), 261-274]. — Les théories classiques de la torsion des tiges montrent que les sections planes subissent un gauchissement, sauf quand elles ont la forme de cercles. Or, dans la pratique industrielle, les barres sont souvent encastrées, ce qui empêche le gauchissement de certaines sections et peut provoquer des efforts supplémentaires. Dans le cas particulier d'une section elliptique, une méthode fondée sur la méthode d'approximation de Ritz permet de calculer les tensions et l'angle de torsion en fonction du couple de torsion pour une tige encastrée à une extrémité et tordue à l'autre : les tensions maxima se produisent à la section d'encastrement. Elles sont positives ou négatives et peuvent, dans le cas d'ellipses très aplaties ($a = 10\,b$), atteindre 1,65 fois celles données par la théorie de Saint-Venant.

L'angle de torsion est plus faible que si l'extrémité n'était pas encastrée.
A. Foch.

La torsion des tiges à section circulaire variable. — Föppl (A.) [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1921), 61-8]. — Les tiges à section circulaire variable soumises à un effort de torsion se présentent continuellement dans les machines modernes. Or l'angle de rotation p en un point quelconque de la tige satisfait à l'équation

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{3}{r}\frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$

laquelle devient, en posant $p = \frac{r^2}{\psi}$,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r} = 0,$$

ce qui est l'équation d'une fonction de courant en hydrodynamique. Des relations analogues relient le potentiel des vitesses et le potentiel des tensions.

Il est donc possible de ramener un problème de torsion à un problème hydraulique connu.

L'auteur traite : 1. Le cas d'un arbre creux ; 2. Le cas d'un arbre avec des angles rentrants, ce qui le conduit au très important résultat qu'une encoche, même de très petites dimensions, mais non raccordée par des doucines au cylindre primitif, peut doubler les efforts moléculaires. — A. Foch.

Essais sur la rigidité à la torsion des fers profilés. — **Föppl (A.)** [*Sitz. ber. Akad. Wiss. München*, (1921), 295-314]. — La torsion des fers profilés se calculait par la formule de Saint-Venant

$$\theta = \frac{M}{GJ_1},$$

où M est le moment de torsion ; G, le module de glissement ; J_1, un facteur égal à $\frac{F^4}{40\,\Theta}$, F étant l'aire et Θ, le moment d'inertie polaire de la section. Cette formule donne des résultats tantôt concordants avec l'expérience, tantôt nettement différents. A. Föppl avait antérieurement proposé de poser

$$J_2 = \frac{1}{3}\sum ld^3,$$

l et d étant la longueur et la hauteur des rectangles élémentaires constituant le profilé.

D'essais effectués avec des cornières et des fers E, I, T et Z il résulte que :

1. Les formules de Saint-Venant ou de Föppl représentent les expériences, à condition de remplacer J_1 et J_2 par $\eta_1 J_1$ et $\eta_2 J_2$, η_1 et η_2 étant des coefficients dépendant de la forme du profilé et ne changeant que peu pour les profilés du même genre ;

2. Les coefficients η_1 varient entre 0,51 et 1,21 ; les coefficients η_2, entre 0,86 et 1,47 ; en général η_2 est plus voisin de l'unité que η_1 ;

3. Selon qu'on emploiera la formule de Saint-Venant ou celle de Föppl (avec, dans les deux cas, adjonction des coefficients convenables), on pourra être conduit à trouver des profilés très différents pour une section donnée et une résistance maximum ;

4. La formule de Föppl paraît plus commode pour la plupart des applications.

A. Foch.

Détermination analytique des efforts élastiques dans un corps isotrope. — **Gwyther (R.-F.)** [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 274-283]. — Théorie mathématique développant certaines indications d'Airy.

Après avoir écrit les équations d'équilibre d'un corps élastique soumis seulement à des tractions, l'auteur indique un système de solutions contenant 6 fonctions arbitraires et donnant une expression générale des efforts. Mais les efforts doivent, pour être des efforts élastiques, comporter un terme analogue à une pression hydrostatique et des termes à laplacien nul.

Le mémoire indique la forme que doivent prendre les solutions donnant les efforts élastiques et les modifications apportées par la présence de forces d'inertie et de forces proportionnelles au volume de l'élément où elles sont appliquées.

A. Foch.

Solutions actuelles du problème de la torsion des corps de révolution. — **Pöschl (Th.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 137-147]. — Exposé critique de l'état actuel du problème.

A) Le problème de la torsion n'a reçu encore de solution rigoureuse que dans le cas des corps de révolution à section lentement variable, subissant la torsion plane. Dans le cas d'une section rapidement variable, il est nécessaire, en raison des élévations d'efforts moléculaires, de posséder une théorie plus exacte que la théorie élémentaire. C'est ce que des recherches, inspirées par des considérations de A. Föppl, ont permis de faire dans divers cas dont les principaux sont :

1. Cylindre de révolution, avec conditions aux limites ;
2. Arbres cylindriques raccordés par des congés ou des doucines circulaires ;
3. Surfaces de révolution du second degré ;
4. Plaques cylindriques.

B) D'autre part, Arndt a étudié le cas d'arbres creux, fermés d'un côté et s'étendant, de l'autre, à l'infini. Il a suffi pour cela d'introduire des « sources de tensions » ponctuelles absolument comme les sources de liquides incompressibles permettent d'étudier des écoulements autour de régions impénétrables.

C) Enfin, dans la pratique, le problème de la torsion se présente de la façon suivante : un corps étant donné, soumis à des tensions données sur les surfaces limites, trouver la répartition des efforts. Timpe a indiqué des développements en série, permettant de traiter le problème dans les cas particuliers :

1. D'un cylindre infiniment long soumis en son milieu au moment M et, à ses extrémités, aux moments $-\frac{M}{2}$;
2. D'un arbre soumis en deux de ses sections à deux couples opposés ;
3. D'un disque sur les bases duquel s'exercent des couples (volant entraîné par un arbre).

D) Le cas le plus intéressant, du point de vue technique, est celui de deux arbres raccordés par un congé. Si on se déplace normalement à une ligne d'effort moléculaire constant et si on appelle α l'angle de la tangente à cette ligne avec l'axe de révolution et ρ, son rayon de courbure, on démontre que l'effort τ est tel que

$$\frac{d\tau}{dn} = \frac{\tau \cos \alpha}{r} + \frac{\tau}{\rho},$$

r étant la distance du point où l'effort est τ, à l'axe de révolution.

L'intégration graphique de cette équation se fait en traçant approximativement les lignes d'égale tension et corrigeant leur direction en chaque point par approximations successives. On peut ainsi étudier : *a*) l'influence des divers raccordements, et vérifier en particulier que tout angle rentrant doit être évité, car les tensions y deviennent infinies. *b*) L'influence d'encoches dans le pourtour du palier, comme c'est le cas lorsqu'on doit assurer l'étanchéité d'un joint tournant : les tensions peuvent atteindre, au fond de l'encoche, le double de la tension sur les surfaces latérales. *c*) Les corps creux minces, ou les cylindres présentant une cavité sphérique près de la surface (schématisation d'un défaut). — A. Foch.

Solutions actuelles du problème de la torsion. — **Weber (C.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 299-302]. — Compléments à la note précédente de Pöschl relatifs aux solutions approchées du problème des tensions et du moment de torsion dans les trois cas suivants :

1. Section en forme de bande plate.
2. Section composée d'éléments (ellipses, rectangles) réunis par des bandes plates.
3. Section composée de bandes soudées par plusieurs de leurs points.

A. Foch.

Poutres posées sur appuis flexibles. — **Wieghardt (K.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 165-184]. — Ce problème, qui correspond à la flexion des voies ferrées, a reçu de Zimmermann une théorie approximative, basée sur l'hypothèse que l'enfoncement w de la voie est proportionnel à la pression p sur la plate forme. Il paraît plus rationnel d'admettre que l'enfoncement $w(x)$ est lié à la pression $p(x)$ par l'équation intégrale

$$w = \int_{-a}^{+a} p(\xi)\, k(x - \xi)\, d\xi,$$

où le noyau k recevra une valeur permettant d'effectuer les intégrations.

L'article actuel donne à k une valeur exponentielle, après tout plausible. Les calculs sont effectués dans le cas d'une poutre rigide, d'une poutre absolument flexible et d'une poutre élastique. Les résultats ne diffèrent pas essentiellement de ceux donnés par la théorie de Zimmermann, en ce sens qu'ils « ne concordent pas mieux avec la réalité ». L'auteur estime cependant que le théoricien ne doit pas sacrifier la clarté des principes à la facilité des calculs. — A. Foch.

Sur l'élévation des tensions produite par deux trous circulaires percés dans une plaque soumise à la traction. — **Weber (C.) et Pöschl (T.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 185-187]. — Discussion relative à un travail antérieur de Pöschl [*Zeits. f. Ang. Math.*, **1** (1922), 174-180], lequel contient diverses erreurs. — A. Foch.

Répartition des tensions dans une plaque percée de trous circulaires. — **Weber (C.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 267-273]. — Expression de la fonction d'Airy dont les dérivées secondes donnent les tensions. — A. Foch.

Influence d'un congé sur les tensions développées par torsion à l'angle intérieur d'une cornière. — **Trefftz (E.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 263-267]. — Solution approchée du problème.

On remplace, suivant la méthode connue, la recherche des tensions par l'étude des vitesses d'un fluide incompressible; or, l'écoulement de ce dernier peut s'étudier par la méthode classique de Christoffel-Schwartz.

Pour le détail des calculs, on se reportera au mémoire. — A. Foch.

Conditions d'équilibre élastique sous l'action d'une surface de traction dans un corps homogène anisotrope. — **Gwyther (M.-A.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 501-507]. — Calculs mathématiques. — R. Fortrat.

Calcul à la flexion de la plaque elliptique à bords libres chargée. — **Galerkin (B.-G.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 113-117]. — Théorie mathématique utilisant, dans ses développements, les coordonnées elliptiques, en posant

$$x + iy = c \operatorname{ch} (\xi + i\eta)$$

La méthode de calcul est intéressante. — A. Foch.

Les flexions d'une plaque circulaire soutenue en des points isolés. — **Nadai** (**A.**) [*Phys. Zeits.*, **18** (1922), 366-376]. — Calculs d'élasticité.

R. FORTRAT.

La théorie de la flexion des plaques et sa vérification expérimentale. — **Nadaï** (**A.**) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 381-399]. — Exposition synthétique de la théorie et indication des résultats obtenus dans les cas suivants :

1. Plaque de longueur infinie et de largeur finie appuyée simplement sur ses bords.

2. Plaque circulaire à charges concentrées et posée sur appuis simples.

Lorsque les flèches ne sont pas négligeables vis-à-vis de l'épaisseur de la plaque, les équations cessent d'être linéaires : la méthode donnée par Federhofer, d'après Ritz, est appliquée à une plaque encastrée par ses bords.

Des expériences ont été faites avec des plaques de verre reposant sur deux ou trois appuis et chargées au centre, ainsi qu'avec des plaques d'acier encastrées, soumises hydrauliquement à une pression uniforme. Les résultats sont en accord convenable avec l'expérience, compte tenu des phénomènes d'hystérésis et du fait que les appuis se déforment toujours un peu et que les plaques se déforment légèrement par continuité dans les parties encastrées. — A. FOCH.

Sur la distribution des efforts dans un anneau circulaire comprimé par deux forces agissant aux extrémités d'un même diamètre. — **Timoschenko** (**S.**) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 1 014-1 019]. — La solution est donnée comme superposition des solutions :

1. De la compression d'un disque.

2. De l'extension d'un anneau soumis intérieurement à des forces normales, mais non nécessairement égales.

Les formules, assez longues, sont données dans le mémoire. — A. FOCH.

Réduction du problème de la déformation élastique d'un dièdre droit, homogène et isotrope, à un système de deux équations intégrales de Fredholm. — **Sbrana** (**F.**) [*Nuov. Cim.*, **24** (1922), 5-16]. — Le but de cette note est de montrer qu'en appliquant les méthodes de Tedone pour les problèmes d'équilibre élastique des corps isotropes [*Rend. Lincei*, (1901, 2e sem.), 251], la résolution du problème dans le cas où l'on se donne les tensions superficielles est ramenée à celle de deux équations intégrales de Fredholm, de seconde espèce. L'auteur étudiera ces équations dans un prochain article. — R. CHEVALLIER.

Les problèmes de stabilité dans la théorie de l'élasticité. — **Hencky** (**H.**) [*Zeits. f. Ang. Math.*, **2** (1922), 292-299]. — Indications sur les travaux récents, assez sommaires, comme il arrive dans la plupart des exposés synthétiques, mais fort nombreuses et paraissant complètes. Voici les principaux points abordés :

1. Méthodes récentes pour la solution des problèmes de stabilité (Timoschenko, Vianello).

2. Stabilité des poutres pleines ou en treillis soumises à une pression axiale (Karman, Engener, Krohn).

3. Stabilité des poutres courbes dans leur plan.

4. Stabilité des poutres droites et courbes, relativement au gauchissement.

5. Stabilité des poutres sur appuis élastiques.

6. Stabilité des plaques planes.

7. Stabilité des coquilles.

8. Stabilité dynamique (paliers de turbines par exemple). — A. FOCH.

Les équations d'équilibre d'une plaque élastique soumise à une pression normale. — **Prescott (J.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 97-125]. — Dans l'étude de l'équilibre d'une plaque élastique soumise à une pression normale p, on fait habituellement, au moins implicitement, l'hypothèse que le déplacement w, normal à la plaque, est assez petit pour qu'on puisse négliger les efforts tangentiels dus à la déformation superficielle de la plaque : on retient seulement (par analogie avec le cas de la flexion plane d'une poutre) les efforts de résistance à la flexion (couples de flexion et efforts tranchants) corrélatifs de la courbure de la plaque. Dans ces conditions le problème se ramène à l'intégration d'une équation aux dérivées partielles linéaire, du 4e ordre, dite « équation de Poisson »

$$\frac{2}{3} h^3 \frac{E}{1 - \sigma^2} \nabla^4 w = p,$$

E désignant le module d'Young ; σ, le coefficient de Poisson ; $2h$, l'épaisseur de la plaque. Le problème est déterminé par l'adjonction à cette équation de certaines conditions au contour de la plaque.

Or, il est bien évident que, la surface de la plaque étant initialement plane et finalement courbe, chacun de ses éléments superficiels a subi une déformation, puisqu'une surface courbe non développable n'est pas applicable sur un plan. Cette déformation superficielle produit dans chaque élément des efforts tangentiels de traction ou compression et de cisaillement qui ne sont plus du tout négligeables dès que la flèche de la plaque n'est pas une très petite fraction de son épaisseur (de tels efforts existent même seuls dans une membrane élastique ne résistant pas à la flexion). Il y a donc lieu, pour les plaques élastiques soumises à une flexion notable, de faire entrer ces efforts tangentiels en ligne de compte, à côté des efforts de résistance à la flexion. Or il se trouve que ces efforts tangentiels s'expriment par les dérivées partielles secondes d'une certaine fonction Φ. Le problème comporte donc maintenant deux fonctions inconnues w et Φ, et l'unique équation linéaire du 4e ordre de Poisson se trouve alors remplacée par un système de deux équations aux dérivées partielles simultanées, qui sont encore du 4e ordre, mais qui ne sont plus linéaires.

C'est à l'établissement, à la discussion et à quelques applications de ces équations complètes relatives aux plaques fortement fléchies qu'est consacré le mémoire de J. Prescott.

Ces équations, à la vérité, avaient déjà été écrites antérieurement (voir, par exemple, von Karman, *Enzyklopaedie der Math. Wissenschaften*, 4, art. 27).

L'auteur en tire plusieurs conséquences intéressantes et montre combien les résultats de la théorie simplifiée de Poisson sont souvent insuffisants dans la pratique. — H. VERGNE.

Problèmes de stabilité de la théorie de l'élasticité. — **Nicolai (E.-L.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 227-229]. — Résumé des résultats obtenus par l'auteur [*C. R. Acad. Sc. Petrograd*, **27** (1918)] sur la stabilité du cercle et de l'arc de cercle soumis à des pressions radiales et pouvant flamber, soit dans leur plan, soit normalement à ce plan. — A. FOCH.

Sur quelques cas d'équilibre déterminé statiquement dans les corps plastiques. — **Hencky (H.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 241-251]. — Exposé d'ordre surtout mathématique. — A. FOCH.

Sur une solution particulière de l'équilibre des corps élastiques. — Burgatti (P.) [*Rend. Accad. Sc. Bologna*, 25 (1920-21), 73-82]. — Indiquons par $S(P)$ le déplacement du point P du corps et par β, la dilatation des tensions élastiques ; l'équation indéfinie de l'équilibre élastique pour des forces de masse constantes est

$$\operatorname{grad} \beta = a$$

où a est un vecteur constant. Posons $a = mk$, où k est un vecteur unité. Soit O un point fixe, Oz, un axe parallèle à k et z, la distance de P au plan mené par O ; normalement à Oz. L'équation s'écrira sous la forme

$$\operatorname{grad} \beta = \operatorname{grad} (mz),$$

à laquelle on peut satisfaire en prenant

$$\beta = mz\,\gamma + \gamma_1,$$

γ et γ_1 étant deux dilatations constantes, avec $\gamma k = k$.

Pour déterminer la déformation correspondante, posons :

$$\sigma = -\gamma + \frac{\lambda}{3\lambda + 2\mu} I_1 \gamma, \qquad \sigma_1 = -\gamma_1 + \frac{\lambda}{3\lambda + 2\mu} I_1 \gamma_1$$

où λ et μ, sont les constantes de Lamé, puis :

$$\sigma (P - O) \times (P - O) = 2\varphi, \qquad \sigma_1 (P - O) \times (P - O) = 2\varphi_1 ;$$

la solution cherchée est

$$2\mu S = mz \operatorname{grad} \Phi - m\varphi k + \operatorname{grad} \varphi_1$$

Application à quelques cas particuliers. — R. Chevallier.

Théorie des ailes portantes dans le vol en trajectoire courbe. — Wieselsberger (C.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 325-341]. — Soit une aile portante horizontale se déplaçant de façon que son milieu décrive un cercle horizontal, son axe transversal étant dirigé radialement. La vitesse relative de l'air étant plus grande sur le bord extérieur, celui-ci est soumis à une poussée plus grande que le bord intérieur. Or, dans le vol rectiligne, la circulation des vitesses est répartie suivant une loi elliptique et est proportionnelle à la vitesse. On est ainsi conduit à admettre que, dans le vol circulaire, la circulation correspondant au vol rectiligne sera, pour chaque élément de l'aile, multipliée par un facteur proportionnel à la distance de l'élément au centre de rotation : Si x est la distance de cet élément au milieu de l'aile, on doit poser

$$F = F_0 \left(1 - \frac{x^2}{\rho^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1 + x}{R}\right).$$

Mais le sillage peut réagir sur l'aile et changer la circulation ; on est ainsi conduit à introduire un terme correctif dans le second facteur et à écrire

$$F = F_0 \left(1 - \frac{x^2}{\rho^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\beta x}{R}\right),$$

β étant un facteur inférieur à 1 et ayant pour valeur $\dfrac{1 + \frac{\pi}{4}\lambda}{1 + \pi\lambda}$, quand l'aile a la forme

d'une ellipse dont le rapport des axes est 2λ. Pour le détail du calcul, on se reportera à l'article.

Or, quand on détermine expérimentalement le nombre β, par un essai au manège, on trouve des nombres de 5,5 pour 100 trop faibles. Cela tient à ce que :

a) L'envergure de l'aile n'est pas négligeable vis-à-vis du rayon de la trajectoire, ainsi que le supposait l'expérience.

b) Dans les ailes épaisses, il se forme, aux basses vitesses, des zones d'eau morte sur le côté aspirant de l'aile ; cette eau est chassée par la force centrifuge sur l'extérieur, ce qui se traduit par une diminution de la portance. Aux grandes vitesses, cet effet tend à disparaître, ainsi que le montre l'expérience. — A. Foch.

Sur les formules de dilatation des récipients sous l'action de la pression et sur la détermination de la compressibilité des liquides. — Guglielmo (C.) [*Publ. Gabin. Fis. Univ. Cagliari*, (1920), 1-19]. — L'auteur passe en revue les principales formules déduites de la théorie de l'élasticité et en tire des conséquences simples. Par exemple : sous l'effet d'une pression uniforme qui s'exerce à l'intérieur et à l'extérieur d'un récipient, le volume extérieur et la capacité décroissent comme deux solides massifs, de même substance que les parois, soumis à la même pression et ayant précisément ces deux volumes. Il expose ensuite les principaux modes de détermination de compressibilité des liquides, concurremment avec des expériences personnelles. — R. Chevallier.

Stabilité d'une coquille sphérique creuse à parois minces, sous l'action d'une pression extérieure uniforme. — Schwerin (E.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 82-92]. — Après avoir établi les équations d'équilibre d'une sphère creuse à parois minces sous l'action de pressions extérieures uniformes, l'auteur les intègre par un procédé dont le principe est dû à Zoelly [*Diss. Zürich*, 1915], en supposant simplement que la sphère déformée conserve un axe de révolution, alors que Zoelly admettait en plus l'existence d'un plan de symétrie.

Le calcul et sa discussion — pour lesquels on se reportera au mémoire — établissent que, dans certains cas, les pressions critiques — c'est-à-dire celles pour lesquelles il y a commencement de déformation — sont plus faibles que celles données par la méthode de Zoelly. — A. Foch.

Sur les tensions dans les conduites pleines en portée libre. — Schwerin (E.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 340-353]. — Dans une conduite remplie d'eau, la pression à la partie inférieure d'une section droite est plus forte qu'à la partie supérieure ; de même, l'épaisseur des parois fait que le tube a tendance à s'écraser sous son poids. L'article actuel, entièrement mathématique, calcule les tensions dans l'épaisseur de la conduite, dans le cas où cette dernière est horizontale et dans le cas où elle est inclinée.

Les résultats sont les suivants :

1. Pour la conduite horizontale, le système de tensions résulte de la superposition de deux systèmes : l'un, symétrique par rapport à l'axe du tube ; l'autre, correspondant à une répartition sinusoïdale des tensions.

2. Pour la conduite inclinée, supposée rigide à la flexion, les termes perturbateurs provenant de l'inclinaison se superposent très simplement au système trouvé pour la conduite horizontale. — A. Foch.

Détermination des vitesses de rotation critiques des arbres élastiques et leur stabilité. — Pöschl (T.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 297-312]. — Exposé synthétique de la question, très précis et pourvu d'une bibliographie particulièrement intéressante. — A. Foch.

Théorie et vérification expérimentale de l'équilibrage. — Brauchitsch (E. von) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 81-92]. — L'équilibrage des pièces en rotation présente une importance considérable : le problème pratique étant de faire coïncider l'axe d'inertie et l'axe de rotation, il est aisé de voir que l'équilibrage pourra être réalisé par deux masses convenablement placées. La méthode ici proposée consiste à monter la pièce à équilibrer entre deux paliers suspendus *élastiquement* : lors de la rotation de la pièce, les vibrations du système rotor en mouvement et paliers passent par un maximum quand la pulsation du système oscillant est égale à la vitesse angulaire du rotor. On déplace les masses mobiles jusqu'à réduire ces vibrations au minimum.

Description d'un appareil, dû à Lawaczeck et Heymann, permettant de réaliser l'équilibrage suivant la méthode précédente. La précision atteindrait 0,99.

A. Foch.

Oscillations de flexion dans les disques des turbines en rotation. — [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 59-60]. — Analyse et critique assez brèves d'un mémoire de Southwell [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 133-154 ; *Journ. de Phys.*, 3 (1922), 341 D]. — A. Foch.

Sur la rotation des corps légèrement élastiques. — Wrinch (D.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 30-42]. — La variation des dimensions d'un corps légèrement élastique sous l'influence de la rotation a une importance pratique considérable. En fait, ce problème n'a reçu de solution rigoureuse que dans un très petit nombre de cas. L'auteur rappelle et complète les résultats obtenus dans le calcul des déformations et des efforts des corps suivants :

1. Boucle circulaire tournant autour de son axe.
2. Tige tournant autour d'une de ses extrémités.
3. Cylindre infini plein ou creux tournant autour de son axe ; la densité de la matière du cylindre pouvant dépendre de la distance à l'axe. — A. Foch.

Sur la vibration et les vitesses critiques des rotors. — Rodgers (C.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 122-154]. — Les vibrations d'un rotor sont de deux sortes : 1. Dans la première classe, l'arbre éprouve des vibrations transversales par rapport à l'axe des paliers (fig. 1) ; 2. Dans la seconde classe, le mouvement est une oscillation autour d'un axe perpendiculaire à la ligne des paliers (fig. 2).



Des calculs classiques donnent pour la fréquence fondamentale des vibrations transversales

$$c_1 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\sigma}{M}},$$

σ étant la force nécessaire pour produire l'unité de déviation et M, la masse du rotor ; de même, la fréquence du mouvement d'oscillation de 2e classe est un multiple de

$$c_2 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\chi}{B}},$$

B étant le moment d'inertie axial et $\varkappa$, le couple nécessaire pour produire l'unité de déviation angulaire.

L'article actuel étudie à peu près complètement les vibrations de la 1re classe, amorties ou non ; quant aux oscillations de 2e classe, il est facile de voir que l'on a :

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\text{rayon de giration pour le moment d'inertie axial}}{\text{demi-distance entre les paliers}}.$$

Il suffit donc d'étudier les périodes dangereuses de 1re classe, pour en déduire les périodes dangereuses de 2e, d'autant plus que les oscillations peuvent prendre naissance, soit comme les vibrations, par défaut d'équilibrage, soit par les ébranlements provoqués par ces vibrations. — A. Foch.

Le fouettement d'un arbre en porte à faux, présentant du balourd. — **Lees** (S.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 689-708]. — **Note sur l'article précédent.** — **Orr** (W.-M.-F.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 708-714].

Etude mathématique conduisant à la conclusion que le fouettement peut être regardé comme dû à l'accroissement de l'amplitude en passant par une vitesse critique.

Si, d'autre part, les paliers présentent une élasticité dissymétrique, on peut avoir trois vitesses de fouettement, disparaissant si le mouvement devient circulaire. — A. Foch.

Sur l'induction des ondes évanescentes. — **Uller** (K.) [*Ver. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 3 (1922), 8-13]. — Toutes les fois qu'une onde de nature quelconque est produite par une source qui se trouve à la surface de séparation de deux milieux, et dans la plupart des cas où une onde produite en dehors de cette surface arrive sur elle, il y a induction d'une onde liée à la surface. L'auteur considère ce phénomène comme un des plus importants de la physique ; il a obtenu neuf théorèmes sur cette induction, qu'il ne reproduit d'ailleurs pas dans le présent mémoire. Il signale que ces phénomènes doivent intervenir au premier chef dans la propagation des ondes dans l'atmosphère, la mer et la terre, qui sont riches en surfaces de séparation. — G. Bruhat.

Vibrations transversales des barres de forme conique. — **Wrinch** (D.) [*Proc. Roy. Soc.*, 101 (1922), 493-508]. — Détermination des vibrations latérales d'une tige conique mince, à section circulaire, encastrée à la base, libre au sommet.

Le calcul est de forme tout à fait classique et aboutit à des fonctions de Bessel :

Les hauteurs des divers sons, en valeur relative, sont

$$\overline{1{,}88}^2, \quad \overline{2{,}93}^2, \quad \overline{3{,}93}^2, \quad \overline{4{,}96}^2,$$

le fondamental ayant comme fréquence

$$\frac{16\,l^2}{\pi d}\sqrt{\frac{\rho}{E}}.$$

La position des nœuds s'obtient par une méthode analogue : si la barre a l'unité de longueur, la distance des nœuds dans le voisinage du sommet lors de l'émission du $n^{\text{ième}}$ son partiel est de l'ordre de $\frac{1}{n^2}$ et, dans le voisinage de la base, de l'ordre de $\frac{1}{n}$. — A. Foch.

Sur la vibration des canons de fusil. — **Webster (A.-G.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 164]. – L'auteur examine la théorie de propagation du couple qui résulte du coup de fusil et il obtient une valeur du temps pris par cette perturbation pour se propager à l'extrémité du canon. — L. Brüninghaus.

Vibrations de résonance à excitation complexe. — **Barton (E.-H.) et Browning (H.-M.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 573-576]. — Une corde horizontale, peu tendue et fixée à ses deux extrémités, supporte au voisinage de l'une d'elles un pendule moteur assez lourd. Le brin le plus long supporte une série de pendules légers de longueur variable. Etude de la résonance des pendules légers sous l'action du pendule lourd. — R. Fortrat.

Note sur le calcul des vibrations amorties. — **Rowell (H.-S.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 951-953]. — Intégration de l'équation des vibrations d'un corps soumis à un frottement liquide et à un frottement solide simultanés.

Calcul sans particularités. — A. Foch.

Sur les vibrations transversales de barres de section droite constante. — **Timoshenko (S.-P.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 125-131]. — L'équation indéfinie relative aux vibrations transversales des barres élastiques de section droite constante est habituellement prise sous la forme

$$EI\frac{\partial^4 y}{\partial x^4}+\frac{\rho\Omega}{g}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}=0$$

E désignant le module d'Young; I, le moment d'inertie principal de la section droite d'aire Ω ; $\frac{\rho}{g}$, la densité.

Cette équation se déduit d'une théorie simplifiée, où l'on néglige les « forces d'inertie de rotation » des divers éléments de la barre, ainsi que la déformation due à l'effort tranchant : ces deux effets sont généralement assez petits (surtout le premier) et peuvent être le plus souvent négligés. Mais il y a lieu néanmoins de les étudier, ne serait-ce que pour se rendre compte de leur importance.

L'auteur a, dans une note précédente [*Phil. Mag.*, **41** (1921), 744-746], donné une formule de correction approchée pour tenir compte de ces effets dans l'expression de la fréquence de vibration en fonction de la longueur d'onde. Dans le mémoire actuel, il étudie, au moyen des équations complètes de l'élasticité, le cas simple d'une barre dont la section droite est un rectangle très plat : il est ainsi ramené à un problème à deux dimensions, susceptible d'une solution rigoureuse. Et il constate, sur ce cas particulier, un accord fort satisfaisant entre le résultat de la théorie de l'élasticité, et la formule de correction approchée de son précédent travail. – H. Vergne.

Sur la fréquence de vibration des diaphragmes circulaires. — **Powell (J.-H.) et Roberts (J.-H.-T.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1923), 170-182]. — Publication d'une étude faite dans la Marine anglaise pendant la guerre.

Etude portant sur des diaphragmes circulaires d'acier et de bronze à bord immobilisé. Les auteurs ont étudié expérimentalement l'influence sur la fréquence : des dimensions, de la pression d'air exercée sur une face, et de l'immersion dans l'eau d'une face des diaphragmes.

Influence d'une surcharge au centre du diaphragme.

Bon accord avec les formules données par H. Lamb [*Proc. Roy. Soc.*, **98** (1920), 205]. — C. Florisson.

Sur les vibrations latérales de tiges de section droite variable. — **Wrinch (D.-M.)** [*Phil. Mag.*, **46** (1923), 273-291]. — Dans un précédent mémoire, l'auteur discutait la question des vibrations latérales d'une mince barre conique libre à son sommet, et sous diverses conditions de support à sa base, principalement au point de vue de l'arrangement nodal associé avec les diverses fréquences. L'objet du présent travail est d'étendre cette recherche aux barres minces de certains autres types très généraux. — L. Brüninghaus.

La vibration libre des couches plastiques. — **Okubo (J.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **12** (1923), 33-38]. — L'auteur envisage le cas de l'amortissement d'une vibration dû aux forces internes de frottement, et le cas d'une vibration amenant une déformation permanente. Un raisonnement simple fournit les équations des mouvements. — R. Thiry.

Naissance et amortissement des oscillations fondamentales. — **Schmidt (E.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 161-181]. — Contribution à l'étude des vibrations des machines posées sur plateforme.

Après un résumé de quelques expériences antérieures que l'auteur estime insuffisamment précises, se trouve un exposé théorique de l'influence qu'ont, dans les phénomènes de vibration, les facteurs suivants :

1. Forces génératrices de vibrations dans la machine ;
2. Masses, moments d'inertie et dissymétries axiales de la machine ;
3. Caractéristique de plateforme, c'est-à-dire relation entre les forces appliquées à cette demeure et les mouvements vibratoires pris par celle-ci ;
4. Couches amortissantes plus ou moins molles. — A. Foch.

Sur la détermination du décrément d'amortissement d'un diapason. — **Jones (R.-L.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 66-70]. — A. Campbell a décrit en 1919 une méthode de détermination du décrément d'amortissement d'un diapason. La branche vibrante du diapason fait varier l'induction à travers une bobine située à son voisinage. Une force électromotrice est, par là, induite dans la bobine. Celle-ci est connectée à un galvanomètre sensible accordé sur la fréquence du diapason. L'amortissement des vibrations du diapason provoque celui des déviations du galvanomètre. On suppose que l'amplitude des oscillations du galvanomètre est très exactement proportionnelle à celle des vibrations du diapason et, par conséquent, que leurs lois de décroissance sont les mêmes. Si θ_0 et θ_1 sont les amplitudes des oscillations du galvanomètre, aux temps $t = 0$ et $t = t_1$ respectivement, le décrément c est donné par la relation $c = \frac{1}{t_1} \log_e \left(\frac{\theta_0}{\theta_1}\right)$. L'auteur cité a suggéré cependant que la relation entre les oscillations du galvanomètre et les vibrations du diapason a besoin d'être étudiée, et l'auteur du présent travail considère en détail la théorie de la méthode. Il établit d'abord la loi du mouvement du galvanomètre, lorsque la force électromotrice qui lui est appliquée est de la forme $E_1 e^{-ct} \cos pt$, et montre que, dans ce cas simple, le décrément des vibrations du galvanomètre est égal à celui de la force électromotrice sur laquelle le galvanomètre est accordé. On évalue ensuite la force électromotrice induite dans le circuit par le diapason, et on indique ses composantes harmoniques et leur décrément. Suivent enfin les conditions à remplir pour obtenir la valeur exacte du décrément du diapason par cette méthode. — L. Brüninghaus.

La théorie du vibreur de Trevelyan. — **Richardson (E.-G.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 976-989]. — On sait qu'une tige de cuivre reposant par deux arêtes vives sur un bloc de plomb et portée à haute température peut par refroidissement émettre un son. Chuckerbutti [*Proc. Ind. Ass. Cultiv. Sc.*, **6** (1921), 143; *Journ. de Phys.*, **2 D** (1921), 369] a attribué ce phénomène à des vibrations élastiques se propageant dans la tige de cuivre, alors que les théories antérieures y voyaient plutôt l'effet, sous l'action de la pesanteur, d'oscillations alternativement autour de deux arêtes. Richardson, en mesurant l'amplitude et la fréquence de tels vibreurs, les a trouvées d'un ordre tel qu'elles ne peuvent être attribuées à des oscillations élastiques; au contraire, les conclusions déduites des premières théories sont convenablement (?) vérifiées. — A. Foch.

Capillarité. Cohésion. Forces moléculaires.

Note sur la mesure des tensions superficielles. — **Elder (R.-B.)** [*Journ. Phys. Chem.*, **26** (1922), 558-562]. — Discussion à propos des expériences de Ferguson et de Bhatnagar [*Phil. Mag.*, **28** (1914), 403. — *Journ. Phys. Chem.*, **24** (1920), 716]. — P. Job.

Capillarité. — **Taylor (W.)** [*Nat.*, **110** (1922), 377-378]. — L'auteur revient dans cette note sur sa théorie de la capillarité, déjà exposée antérieurement, dans laquelle il explique les phénomènes de cohésion, non par des forces attractives entre molécules, mais par des forces de tension superficielle, celle-ci étant donc considérée comme le phénomène primaire, base de tous les autres.

L. Brüninghaus.

Capillarité. — **Deeley (R.-M.)** [*Nat.*, **110** (1922), 543]. — Courte remarque sans grand intérêt à propos d'une précédente communication.

L. Brüninghaus.

Tension superficielle à la surface de séparation eau-huile. — **Hartridge (H.) et Peters (R.-A.)** [*Proc. Physiol. Soc., Journ. Physiol.*, **54** (1921), 41]. — Cette tension superficielle dépend du « p_H » de l'eau. Si p_H est faible (acide), la tension superficielle est élevée et vice-versa. Au voisinage du point neutre on observe une chute de la tension superficielle eau-huile d'olive qui atteint 35 p. 100 pour une variation de p_H égale à 1. Cette brusque diminution ne se produit pas avec la paraffine, elle est très faible et peu constante avec le benzène.

P. Job.

Recherches sur l'angle de contact entre la paraffine et l'eau. — **Ablett (R.)** [*Phil. Mag.*, **46** (1923), 244-256]. — Divers auteurs ont noté une différence entre les hauteurs de liquide dans un tube capillaire selon que le ménisque est ascendant ou descendant; d'autres une différence entre les épaisseurs de gouttes de la même taille, selon que les gouttes sont en voie d'expansion ou de contraction. Les résultats de ce travail fournissent une explication de ces différences : les variations de l'angle de contact sont dues à l'absorption ou imbitition du liquide par le solide. — L. Brüninghaus.

Dispersion et phénomènes superficiels. — **Osborne (W.-A.)** [*Proc. Physiol. Soc., Journ. Physiol.*, **54** (1921), 79]. — Explication de la diminution de l'action catalytique quand la dispersion de la matière dépasse celle de l'état colloïdal pour approcher de celle d'une solution vraie. Les phénomènes superficiels

sont dus à des forces moléculaires non équilibrées. Si la particule colloïdale a des dimensions plus faibles que celles de l'attraction moléculaire, le nombre de molécules dont les forces interviennent est amoindri, finalement si la particule a les dimensions d'une molécule, les forces moléculaires s'équilibrent.

P. Job.

Cheminement capillaire, diffusion et déplacement. — Lumière (L.) [*C. R.*, **174** (1922), 1 096]. — Quand on dispose verticalement une bande d'un tissu quelconque, préalablement mouillé, de façon que son extrémité supérieure repliée plonge dans une cuvette contenant de l'eau, on constate que cette eau chemine dans les interstices capillaires du tissu et vient se résoudre en gouttelettes à l'extrémité inférieure. La vitesse d'écoulement, toujours très faible par rapport à celle qui correspondrait à la chute libre, dépend du tissu et aussi de la densité, de la viscosité et de la tension superficielle du liquide. Ce phénomène est susceptible de recevoir des applications ayant un intérêt industriel, telles que l'élimination des sels solubles retenus par la couche de gélatine des plaques photographiques, le lavage des précipités, l'obtention d'extraits. — A. Blanc.

Filtre à filets liquides. — Hele-Shaw (H.-S.) [*Proc. Roy. Soc.*, **103** (1923), 556-561]. — Description d'un filtre où la filtration a lieu, non à travers un papier perméable à l'eau, mais entre des feuilles de papier imperméables. Un certain nombre de ces feuilles sont serrées par les bords; l'admission du liquide à filtrer a lieu par un trou central ; on recueille le filtrat par des trous latéraux. Avec un filtre comprenant 100 feuilles, on arrive à filtrer des solutions de matières colorantes.

E. Darmois.

Sur l'influence de la tension superficielle sur l'efflux d'un liquide en forme de jet. — Hartmann (J.) [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 728-744]. — *Influence de la tension superficielle sur l'efflux d'un jet liquide.* — Christiansen a suggéré que la tension superficielle exerce une pression agissant contre la pression qui cause l'écoulement, de sorte que l'équation de Torricelli devient : $v^2 = 2\pi^2 k^4 r^4 g\ (h - h_o)$. Si dès lors le coefficient de contraction effective k est constant, v^2 doit être une fonction linéaire de h, dont la droite représentative coupe l'axe des h en h_o. Des expériences avec le mercure et l'eau confirment cette théorie. Avec des trous cylindriques on obtient des lignes droites, tandis qu'avec des trous coniques la relation est curvilinéaire à cause de la diminution de la contraction avec la vitesse ; cependant les deux types de courbes fournissent la même valeur de h_o. Pour l'eau, on a employé des trous pratiqués dans du papier paraffiné. Lorsque la vitesse diminue jusqu'à atteindre une valeur critique pour chaque jet, des pulsations commencent à apparaître, mais celles-ci n'affectent pas la vitesse de l'efflux. Comme confirmation qualitative de la théorie, la vapeur d'éther, qui, on le sait, diminue la tension superficielle de l'eau, a été trouvée diminuer h_o de 18 p. 100.

Méthode du jet pour la mesure de la tension superficielle. — D'après Christiansen, la tension superficielle est égale à $r\rho g h_o$. Les mesures faites avec le mercure et l'eau ont confirmé cette relation. Et l'auteur pense que la méthode est capable, en l'améliorant, de fournir une précision supérieure à 1 p. 100.

L. Brüninghaus.

La vitesse d'ascension des liquides à travers les milieux granulaires. — Hackett (F.-E.) [*Trans. Faraday Soc.*, **17** (1922), 260-267]. — L'ascension des liquides dans le sable qui a lieu en un temps compris entre 2 et 24 heures, selon la viscosité du liquide, satisfait aux lois de l'écoulement capillaire pour les espaces, comparables à des tubes, compris entre les grains.

L'ascension peut se poursuivre pendant plus d'une année, et la hauteur finale atteinte peut être de deux à trois fois supérieure à celle qui correspond à la première période. Cette deuxième période satisfait à une équation analogue à celle de l'écoulement capillaire, mais les constantes qui y figurent ne sont pas en accord avec la théorie de l'écoulement capillaire. — L. Brüninghaus.

Théorie de la couche capillaire d'un liquide en contact avec sa vapeur saturée — **Bakker** (**G.**) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **104** (1923), 10-45]. — L'auteur s'est occupé de la question depuis 1892; il récapitule les principaux résultats obtenus dans divers mémoires. La considération simultanée de la pression cinétique (thermique) et des attractions moléculaires (cohésion) permet de préciser la cause du phénomène fondamental de la capillarité (ascension ou dépression capillaire). Les théories de Gauss et Laplace sont insuffisantes; elles négligent la pression thermique. On démontre, par exemple : 1° que, dans la couche capillaire, le principe de Pascal est inexact ; la pression n'a pas la même valeur le long de la surface et dans le sens perpendiculaire ; 2° en remplaçant la matière par le milieu continu classique, introduisant le potentiel des forces de cohésion, on trouve une interprétation des états instables de James Thomson ; 3° on peut calculer l'épaisseur de la couche capillaire, le nombre de couches moléculaires (toujours faible) qu'elle renferme, etc .. L'auteur est un des premiers à avoir donné la signification correcte des expériences où on observe des pressions dites négatives dans les liquides.

E. Darmois.

Sur les tensions et les pressions dans les surfaces limites et les surfaces de séparation des fluides. — **Hulshof** (**H.**) [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 278-300]. — M. Pauthenier.

Forces moléculaires. — **Debye** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **67** (1921), 303]. — Les forces moléculaires sont attractives à grande distance et deviennent répulsives lorsque la distance diminue; la note a pour but de rappeler comment on peut expliquer l'effet d'attraction, une molécule exerçant sur sa voisine une action directrice et polarisante et comment une répulsion s'explique lorsqu'on tient compte du fait que, par suite du mouvement interne des charges constituantes, le champ électrique varie dans un faible intervalle de temps. — R. Fric.

A propos de la communication de M. Debye et de l'enveloppe répulsive des molécules. — **Perrier** (**A.**) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **3** (1921), 304]. — A. Perrier indique que ses recherches l'avaient conduit dans une voie analogue à celle qu'a suivie M. Debye.

Les orbites électroniques de molécules différentes agissent l'une sur l'autre par induction dans leur mouvement relatif. En vertu de la loi de Lenz, la modification inductive correspond, la molécule venant de loin, à une répulsion. Cependant, le calcul montre que les énergies potentielles que l'on obtient ainsi sont trop faibles.

L'auteur, s'adressant aux actions électrostatiques des orbites circulaires négatives à centre de charge positive égale, a pu se convaincre, sans cependant pousser à fond le calcul, que l'action moyenne d'un tel système sur une charge conduit à des énergies de l'ordre de grandeur désiré. — R. Fric.

Une théorie de la nature des forces moléculaires d'interaction chimique et physique, fondée sur les doublets électriques. — **Kleeman** (**R.-D.**) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 303-312]. — Traube a montré que le volume atomique au zéro absolu devient approximativement proportionnel à la racine carrée du poids

atomique a. Tenant compte de ce fait et des résultats obtenus dans l'étude des chaleurs de vaporisation, l'auteur montre qu'on peut expliquer bien des phénomènes en admettant que l'atome se comporte comme un doublet électrique dont le moment est proportionnel à $\sqrt{a}$. Les forces en jeu dépendent de l'orientation moyenne des doublets atomiques ou moléculaires, de sorte qu'un grand nombre d'actions physiques ou chimiques, changeant cette orientation, changent les forces de cohésion. On peut s'attendre à trouver une expansion ou une contraction de la substance soumise à un champ électrique ou magnétique ou à un mouvement d'ensemble.

Si l'on admet une loi de forces de la forme $\frac{2Me}{r^3}$, les doublets atomiques expliquent la loi expérimentale $m(V_1^2 - V_2^2) = C(x_1 - x_2) \Sigma \sqrt{a}$, qui donne la variation de force vive d'une particule α traversant, sur la longueur $x_1 - x_2$, une matière dont les atomes ont les poids a. M. Courtines.

Sur la force de cohésion dans le diamant. — Landé (A.) [*Zeits. f. Phys.*, 4 (1921), 410-423]. — La régularité de la structure cristalline exige que les mouvements des électrons dans les atomes équivalents aient la même phase; l'auteur admet qu'entre les atomes des deux réseaux cubiques qui constituent le diamant il existe une différence de phase de 180°; dans chaque atome, les 4 électrons extérieurs décrivent des orbites circulaires dans 4 plans parallèles aux faces d'un tétraèdre. A partir de ces hypothèses, l'auteur calcule numériquement le potentiel du réseau, pour différentes valeurs du rapport $\lambda = \frac{r}{a}$ du rayon r de l'orbite d'un électron à la distance a de deux atomes voisins. Ces valeurs numériques peuvent se représenter approximativement par les premiers termes d'une série entière en λ : l'application de la théorie des quanta, d'après Sommerfeld, permet alors de calculer l'énergie du réseau par électron, la chaleur de sublimation Y par molécule-gramme, et la distance a. On trouve $Y = 262$ Cal. et $a = 1{,}65.10^{-8}$ cm, au lieu des valeurs expérimentales $Y = 178$ et $a = 1{,}54.10^{-8}$.

D'autre part, à partir des données expérimentales pour l'énergie potentielle Y et la compressibilité k, l'auteur cherche à représenter Y par une expression de la forme $Y = -\frac{A}{r^n} + \frac{B}{r^m}$. Le résultat qu'il obtient ($n = 1$, $m = 9$) est en contradiction avec la nature homéopolaire des liaisons du diamant. — G. Bruhat.

Sur la tension superficielle des corps solides. — Antonof (G.-N.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **102** (1922), 388-392]. — L'auteur a développé [*Phil. Mag.*, **36**, nov. 1908] une théorie de la tension superficielle, dans l'hypothèse où les molécules sont des doublets électriques. On en déduit les 3 formules :

$$\alpha = kl^2 \left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{M}\right)^{\frac{5}{3}}, \qquad (1)$$

$$P = 2\alpha p^{\frac{1}{3}}, \qquad (2)$$

$$P = 2\alpha \left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{M}\right)^{\frac{1}{3}},$$

où l est la longueur des doublets ; p, le nombre de molécules par unité de volume ; α, la tension superficielle ; P, la pression interne ; δ_1 et δ_2, les densités du liquide et de la vapeur saturée ; M, le poids moléculaire.

Pour les solides du genre NaCl, la structure serait différente de celle supposée ci-dessus. L'auteur calcule, dans ce cas, la tension et trouve e^2kp où e est la charge élémentaire et k, la somme de la série $1 - \frac{1}{2} + \frac{1}{3} \ldots = 0{,}6931$. Pour NaCl, on a $p = 2{,}24.10^{22}$, soit $e^2kp =$ environ 3 500 dynes : cm. Ce nombre est de l'ordre de grandeur de ceux qu'Oswald et Hulett ont déduits de l'étude des solubilités pour certains sels de Ca et Ba.

La pression normale correspondante sera de l'ordre de 10^{11} dynes : cm². L'auteur a déterminé la charge de rupture de différents prismes en NaCl ; la moyenne donne $P = 40{,}7.10^6$ dynes : cm² ; le quotient $\frac{P}{p^{\frac{1}{3}}} = 1{,}4$ dynes : cm ; il est plus de 1 000 fois plus petit que le chiffre prévu. L'auteur s'occupera d'éclaircir cette discordance. — E. Darmois.

Cohésion et adhésion. — Taylor (W.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 413-414]. — L'auteur conclut : la cohésion et l'adhésion sont simplement des forces de tension superficielle qui existent autour de toute masse libre, qu'elle soit moléculaire ou plus grosse. — L. Brüninghaus.

Un accroissement de densité dans les lames minces. — Laird (E.-R.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 384-385]. — L'épaisseur des lames de celluloïd étudiées résulte de la mesure interférentielle de l'épaisseur optique, et de la mesure de l'indice de réfraction. La densité nécessitait en outre la connaissance de l'aire de la lame (déterminée au planimètre) et de sa masse.

Le résultat est que, tandis que l'indice de réfraction se montre pratiquement indépendant de l'épaisseur, la densité augmente au contraire lorsque l'épaisseur diminue. Ainsi, pour une épaisseur optique de 400$\mu\mu$, la densité a sa valeur normale de 1,41 g : cm³ ; puis elle augmente de telle sorte que, pour 60$\mu\mu$, elle atteint la valeur 2 ; pour 30$\mu\mu$, elle est égale à 2,5 et s'accroît encore pour des épaisseurs moindres. — L. Brüninghaus.

Couches minces formées par des mélanges de glycérides. — Collet (P.) [*C. R.*, 174 (1922), 544]. — Les glycérides ont la propriété de s'étendre sur l'eau ; il en est de même pour les mélanges de glycérides. Les courbes qui représentent les surfaces couvertes par un volume constant de solution benzénique du mélange, en fonction de la composition du mélange, ne sont pas des droites ; elles présentent un maximum ou un minimum, ce qui montre que la loi d'association de deux glycérides en une même couche mince n'est pas une loi additive. Dans les mélanges correspondant à un maximum ou à un minimum, les nombres de molécules des glycérides sont dans un rapport simple. — A. Blanc.

Couches minces de mélanges binaires. — Collet (P.) [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 128-132].

Sur la vitesse d'extension de couches minces d'huiles à la surface d'une nappe d'eau. — Woog (P.) [*C. R.*, 174 (1922), 162]. — L'explication de la tension superficielle par la théorie de Langmuir conduit à attribuer aux groupes

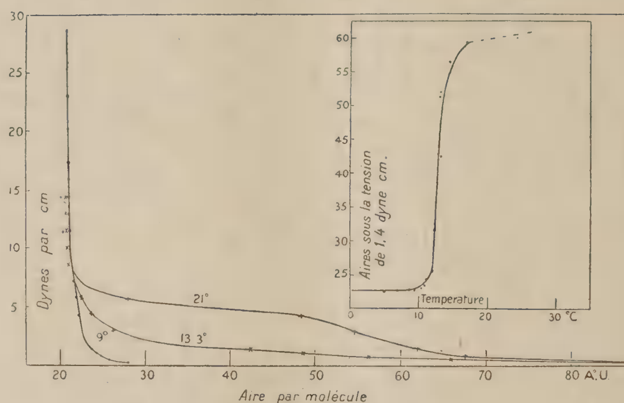
d'atomes « actifs » la cause de l'extension des huiles sur une nappe d'eau. On peut se demander si la vitesse d'extension des corps gras ne dépendrait pas du degré d'activité des molécules. L'expérience a confirmé cette hypothèse.

A. Blanc.

Tension superficielle et division de la cellule. — **Cannon (H.-G.)** [*Nat.*, **110** (1922), 181-182]. — Note ayant surtout un intérêt biologique.

L. Brüninghaus.

Propriétés et structure moléculaire des couches minces. — III. Couches dilatées. — **Adam (N.-K.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 516-530]. — Les couches minces d'acides gras et d'éthers de ces acides placées sur l'eau possèdent une tension que l'auteur avait antérieurement évaluée en mesurant l'attraction exercée sur une tige flottant à la surface du liquide. Le mémoire d'aujourd'hui est consacré au tracé des « isothermes » de ces couches. Les divers corps étudiées se comportent de façon analogue. La figure ci-dessous, où l'on a porté en abscisses les aires occupées par une molécule (en angströms carrés, soit 10^{-16} cm^2) et, en ordonnées, les tensions pour diverses températures, donne un de ces réseaux d'iso-



thermes pour le palmitate d'éthyle. Le cartouche est l'isobare correspondant à la pression de 1,4 dyne : cm.

L'analogie de forme avec les isothermes gazeux est manifeste ;il ne faut cependant pas oublier l'infuence que le liquide sous-jacent exerce sur la couche monomoléculaire, et dont il faudra tenir compte dans une théorie rigoureuse. Cette influence s'exerce et par attraction newtonienne et par dissolution des corps gras.

Deux points sont particulièrement importants : le point de fusion d'un corps gras et la température où la couche dilatée atteint sa demi-expansion varient dans le même sens ; cela paraît tenir à l'allongement des chaînes et doit avoir une influence sur la structure cristalline de ces corps. En deuxième lieu, il n'y a pas, contrairement aux affirmations de Langmuir, de relation à priori entre la tendance du corps gras à l'expansion et sa tendance à la dissolution.

A. Foch.

Epaisseur de lames de savon stratifiées. — **Wells (P.-V.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 157-158]. — Newton, le premier, a remarqué l'existence de deux taches noires sur les lames de savon, chacune d'elles ayant une épaisseur uniforme et étant nettement délimitée. Kelvin montra que de telles stratifications indiquaient l'étendue des forces moléculaires. Johonnot nota au moins cinq strates différentes,

mais Perrin, en se servant du microscope en lumière réfléchie, comme le font les métallographes, observa des centaines de telles *plages*, dont l'épaisseur s'accroît de quantités constantes, chaque plage ayant une épaisseur multiple de la plage unité.

En mesurant l'épaisseur photométriquement et colorimétriquement, la loi des plages multiples de Perrin se vérifie, la plage unité ayant une épaisseur de 4.10^{-7} cm, la même que celle des taches noires. Ces résultats, comparés aux récentes expériences sur l'extension des couches d'huile sur l'eau, suggèrent que la couche élémentaire est une couche bimoléculaire d'acide oléique, les molécules étant séparées les unes des autres par leurs groupes actifs, leurs parties inactives formant la surface externe de la couche. Une telle couche double de molécules est de l'épaisseur voulue pour avoir de la stabilité, et paraît capable de donner lieu à de nombreuses stratifications. Par exemple, on observe parfois des disques de l'épaisseur unité, flottant de ci de là sur une plage sous l'effet du mouvement brownien, au lieu de se réunir en une gouttelette comme on aurait pu penser.

Le fait que la tache noire (plage 1) est bimoléculaire, et que les plages de plus grande épaisseur (plages 2, 3, 4,... n, etc.) sont formées de strates superposées ayant chacune une épaisseur de deux molécules, conduit à des conséquences pratiques au point de vue du problème de la lubrification à faible vitesse et sous pression élevée. Outre la couche monomoléculaire d'acide oléique fortement adhérente aux surfaces métalliques, il peut y avoir des strates d'épaisseur bimoléculaire, formant des lames inactives entre les surfaces portantes, et se comportant tout à fait autrement que le lubrifiant pris en masse. Cette manière de voir est en accord avec certains résultats récents relatifs à l'action des lubrifiants.

L. Brüninghaus.

Propriétés et structure moléculaire des couches minces. — 2e Partie : Couches condensées. — **Adam** (N.-K.) [*Proc. Roy. Soc. London*, **101** (1922), 452-472]. — On forme sur de l'eau pure ou additionnée d'acide chlorhydrique une couche d'un corps gras en y jetant le corps, dissous dans un solvant volatil. Quand le corps gras est mis en quantité suffisamment faible, il forme à la surface de l'eau une couche monomoléculaire. Or, si l'eau est contenue dans un vase rectangulaire et si une tige AB, flottant à la surface de l'eau, peut se déplacer de façon à augmenter la surface offerte à la couche monomoléculaire, on trouve que :

1° quand on diminue la surface offerte, à partir d'une grande valeur, la force nécessaire pour diminuer cette surface de 1 cm^2 est d'abord pratiquement nulle : c'est que les molécules flottent à la surface de l'eau à grandes distances les unes des autres.

2° à partir d'un certain moment, les molécules se touchent : il faut appuyer *assez fortement* sur la tige AB pour faire diminuer *très peu* la surface de la couche; pour fixer les idées par un nombre, pour faire passer l'aire offerte à une molécule d'acide saturé en C_{14}... C_{18}, C_{21}... C_{22}. de 20,5 à 20.10^{-16} cm^2, il faut exercer une force par centimètre de longueur de tige passant de 3 dynes à 50 dynes. A 50 dynes, la courbe monomoléculaire *se gaufre*. Pour tous ces acides, la section d'une molécule est donc environ 21.10^{-16} cm^2.

3° quand on opère sur de l'eau acidulée d'HCl, tant que l'aire offerte à une molécule est supérieure à 24.10^{-16} cm^2, la force nécessaire pour diminuer cette aire est faible; pour faire passer cette aire de 24 à 21.10^{-16} cm^2, la force par centimètre de longueur de tige croît linéairement jusqu'à une quinzaine de dynes; puis l'aire offerte ne variant plus, la force exercée peut croître jusqu'à une trentaine de dynes, moment où le gaufrage se produit.

4° L'acide oléique, les éthers, les alcools, les nitrites et les amides des acides gras se comportent sur l'eau ordinaire comme les acides sur l'eau chlorhydrique.

On se reportera au mémoire pour l'influence de l'âge de l'eau distillée, de la solubilité des couches, laquelle produit le même effet qu'une augmentation de l'aire offerte, etc. — A. Foch.

Viscosité.

La viscosité des liquides et son interprétation théorique. — Brillouin (L.) [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 326-340].

Influence de l'agitation thermique sur la viscosité des liquides; propagation d'ondes élastiques dans un milieu en mouvement. — Brillouin (L.) [*Journ. de Phys*, 3 (1922), 362-383].

Comparaison expérimentale de la viscosité de l'anhydride carbonique et de l'oxyde azoteux, de l'azote et de l'oxyde de carbone. — Smith (C.-J.) [*Proc. Phys. Soc. London*, 34 (1922), 155-165]. — La théorie de Lewis-Langmuir, et d'une façon générale, les théories électroniques de la molécule, conduisent à supposer même configuration : 1° à CO^2 et N^2O ; 2° à CO et N^2.

Il est donc intéressant de comparer la viscosité de ces gaz à diverses températures. C'est ce que l'auteur a fait en mesurant les temps d'écoulement d'un même volume de ces gaz à diverses températures. La même opération faite avec l'air donnait les viscosités absolues. Or l'expérience a montré que :

1° à 15° et 100° C, les temps d'écoulement sont rigoureusement égaux pour CO et N^2, pratiquement égaux pour CO^2 et N^2O. Les viscosités sont donc les mêmes à toutes températures pour les gaz d'un même groupe.

2° Ces viscosités sont données par le tableau suivant, qui contient en même temps la constante de Sutherland.

GAZ	VISCOSITÉ (EN 10^{-4} C. G. S.)			CONSTANTE DE SUTHERLAND
	15° C	100° C	0° C	
CO^2 et N^2O	1,441	1,845	1,366	274
CO et N^2	1,737	2,118	1,665	118

A. Foch.

Viscosité et dimensions moléculaires de l'oxysulfure de carbone gazeux. — Smith (C.-J.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 290-292]. — La viscosité est mesurée par rapport à celle de l'air par la vitesse de chute d'une même gouttelette de mercure, dans le gaz et dans l'air, aux températures de 15° et de 100° C. La viscosité est :

$$\text{à } 15° \text{C}, \quad \eta_{15} = 1{,}200.10^{-4} \text{ C. G. S.}$$
$$\text{à } 100° \text{C}, \quad \eta_{100} = 1{,}554.10^{-4}.$$

En extrapolant, à l'aide de la formule de Sutherland, on trouve, à 0°C :

$$\eta_0 = 1,135.10^{-4}.$$

On en déduit la valeur moyenne $\overline{A}$ de la surface moléculaire qui entre en jeu dans les collisions :

$$\overline{A} = 1,06.10^{-15}\ \text{cm}^2,$$

avec une erreur possible de 3 p. 100. — R. Fortrat.

Sur la structure moléculaire de l'oxysulfure de carbone et du sulfure de carbone. — **Rankine** (A.-O.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 292-300]. — En admettant que la combinaison qui donne naissance à une molécule est due à un échange d'électrons qui ramène les atomes à une structure aussi voisine que possible de celle de l'élément inactif le plus voisin, la molécule de COS est formée de 3 atomes dont les dimensions sont celles de l'atome de néon, pour C et O, et de l'atome d'argon, pour S, l'atome C étant relié d'un côté à O et de l'autre à S. On admet de plus que les 3 atomes s'alignent de façon que leurs centres soient en ligne droite. D'après Bragg, les rayons des atomes de néon et d'argon sont respectivement 0,65 et 1,03 Å : cela fixe les distances des centres des atomes : $0,65 \times 2 = 1,30$ Å pour C — O et $0,65 + 1,03 = 1,68$ Å pour O — S.

Les dimensions qui interviennent au point de vue des chocs sont obtenues en décrivant, autour des centres ainsi définis, des sphères de rayons déterminés par la théorie cinétique : 1,15 et 1,44 Å pour le néon et pour l'argon. On obtient un solide formé par 3 sphères qui se pénètrent l'une l'autre. Le calcul de l'aire moyenne qui intervient au point de vue des chocs est très pénible ; on évalue plus simplement deux limites supérieure et inférieure :

$$1,00.10^{-15} < \overline{A} < 1,09.10^{-15}\ \text{cm}^2,$$

alors que la valeur déduite de la viscosité est $1,06.10^{-15}$.

Pour CS^2, la mesure de la viscosité n'a pas été faite. Le calcul, selon les mêmes principes, conduit aux deux limites extrêmes :

$$1,23.10^{-15} < A < 1,37.10^{-15}\ \text{cm}^2.$$

R. Fortrat.

Sur la viscosité et les dimensions moléculaires de l'anhydride sulfureux. — **Smith** (C.-J.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 508-511]. — La viscosité a été déterminée par comparaison avec celle de l'air, en mesurant la vitesse de chute d'une fine gouttelette de mercure dans l'un ou l'autre de ces gaz. En prenant pour viscosité de l'air, à 18°C, $\eta = 1,814.10^{-4}$, on trouve, pour la viscosité de l'anhydride sulfureux,

$$\text{à } 18°\text{C}, \quad \eta_{18} = 1,253.10^{-4}$$
$$\text{à } 100°\text{C}, \quad \eta_{100} = 1,630.10^{-4}.$$

La loi de Sutherland ne doit pas présenter une bonne approximation ; en admettant sa validité, on trouve que la viscosité à 0°C vaut

$$\eta_0 = 1,168.10^{-4}$$

la constante de Sutherland vaut 416.

La surface moyenne offerte aux chocs se déduit de η par la formule de Chapman : on la trouve égale à $0,94.10^{-5}$ cm².

R. Fortrat.

Viscosité moléculaire. — Lidstone (F.-M.) [*Nat.*, **110** (1922), 733-734]. — L'auteur propose d'introduire, dans la théorie de la viscosité, ce qu'il appelle la gyro-viscosité, qui est due à l'existence possible, sinon probable, de groupes de deux molécules dont l'une tourne autour de l'autre.

L. Brüninghaus.

Une théorie de la viscosité des liquides. — Raman (C.-V.) [*Nat.*, **111** (1923), 532-533]. — L'auteur émet une théorie destinée à fournir une explication satisfaisante de la viscosité des liquides et de sa diminution par élévation de température.

Dans les gaz, les forces se transmettent par la diffusion des molécules entre les parties du fluide animées de vitesses différentes; le processus de la transmission est relativement lent; dans les solides, d'autre part, la transmission des efforts se produit sous la forme d'ondes élastiques transversales, et avec une très grande rapidité. On peut concevoir que, dans un liquide, les forces se transmettent en partie par le premier mécanisme et en partie par le second, et que la viscosité effective est sous la dépendance de l'importance relative de ces deux actions. Des considérations thermodynamiques permettent de déterminer le rapport suivant lequel opèrent les deux modes de propagation, et d'aboutir à une formule du type

$$\eta = Ae^{\frac{B}{T}}.$$

L'auteur suppose que, dans un liquide, quelques-unes des molécules sont entièrement libres dans leurs mouvements (molécules de *vapeur*), les autres sont groupées les unes aux autres comme dans la phase cristal (molécules *cristallines*).

La viscosité du benzène se laisse mettre sous la forme théorique obtenue par l'auteur, moyennant un choix convenable de deux constantes caractéristiques du liquide considéré. — L. Brüninghaus.

Viscosité de l'air dans un champ électrique transversal. — Ray (S.) [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 1129-1130]. — La polarisation des molécules, due aux champ électrique, doit modifier leur forme, et en particulier leur section droite, de sorte que l'on peut s'attendre à une influence du champ sur la viscosité du gaz. Pour vérifier cette prévision, l'auteur emploie la méthode de l'écoulement Le tube capillaire habituel était remplacé par un récipient très plat formant en même temps condensateur. On mesurait la durée de passage d'un volume déterminé d'air, d'abord en l'absence, puis en présence du champ électrique. Ces expériences ont conduit à la conclusion que, dans un champ de 18 000 volts : cm, le changement de viscosité de l'air est certainement inférieur à 0,3 p. 100.

L. Brüninghaus.

Sur la viscosité des gaz dans un champ électrique transversal. — Sirk (H.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 640]. — L'auteur a établi théoriquement dans la *Zeits. f. Phys.* que, dans un champ électrique de 100 unités C. G. S., la variation de viscosité était inférieure à 10^{-8} en valeur relative. Ceci est en accord avec les résultats expérimentaux de Ray [*Phil. Mag.*, 43 (1922), 1129-1130] qui avait trouvé la viscosité constante à 3 p. 1000 près, dans un champ de 60 unités C. G. S.

A. Foch.

Le coefficient de viscosité de l'hélium et les coefficients de glissement de l'hélium et de l'oxygène par la méthode de déviation constante. — States (M.-N.) [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 662-671]. — La viscosité et le coefficient de glissement à la paroi sont mesurés avec un appareil peu différent de celui qu'ont

utilisé en 1913, Gilchrist et Harrington. Le coefficient de viscosité de l'hélium pur à 23°C a été trouvé égal à 1962, 3.10^{-7}, à 0,1 p. 100 près. Il est inférieur de 2 p. 100 à celui que donne la méthode d'écoulement dans les tubes capillaires.

Le coefficient de glissement à la pression de 760 mm de Hg a été trouvé égal à 123.10^{-7} pour une paroi non polie, et à 160.10^{-7} pour une paroi polie. Les expériences sur l'oxygène ont donné respectivement $61,1.10^{-7}$ et $64,5.10^{-7}$.

D'après la relation de Maxwell, pour une réflexion complètement diffuse des molécules, on trouverait des valeurs plus grandes, 191.10^{-7} (He) et 70.10^{-7} (O).

L'auteur attribue la différence à un reste de réflexion régulière ou peut-être à un dégagement d'oxygène par la paroi qui était couverte d'oxyde d'argent. Un changement du glissement avec le temps peut être dû à la même cause. — C. Gutton.

Résistance des conduites cylindriques à l'écoulement de l'air à haute pression. — Wildhagen (M.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 181-197]. — Vérification pour l'air comprimé de la loi d'écoulement d'Ombeck

$$\Delta p = K \frac{l}{d} \rho \frac{w^2}{2g} \left(\frac{\nu}{wd}\right)^{4,45}$$

pour les tubes de diamètre inférieur à 0,5 mm ; et de la formule de Blasius

$$\Delta p = K \frac{l}{d} \rho \frac{w^2}{2g} \left(\frac{\nu}{wd}\right)^{4}$$

pour les tubes de diamètre supérieur à 0,5 mm.

K est, pour un tube donné, une constante.

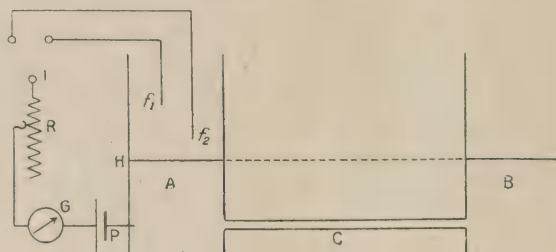
A ces résultats — qui ne sont pas très neufs — l'auteur ajoute des considérations sur la puissance nécessaire pour transporter à une distance donnée une masse de gaz donnée : il y a avantage à utiliser des tubes de petit diamètre contenant du gaz sous forte pression. — A. Foch.

Détermination du coefficient de viscosité du mercure. — Wagstaff (J.-E.-P.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 21 (1922), 11-13]. — La méthode proposée par l'auteur est applicable à n'importe quel liquide conducteur. Deux tubes verticaux A et B, de rayon b cm, sont réunis à leur base par un tube capillaire C de rayon a cm. La dénivellation du liquide dans les tubes A et B est, au début, égale à h_0 cm, puis au bout d'un temps t s. elle est de h cm. La loi de Poiseuille donne alors

$$\text{Log} \frac{h_0}{h} = \frac{\rho g a^4}{4\eta l b^2} t.$$

l, longueur du tube C en cm ; p, densité du liquide ; η, son coefficient de viscosité cherché ; g, accélération de la pesanteur en C. G. S. Pour mesurer t l'auteur utilise le procédé suivant. Un premier circuit comprend une pile P, un galvanomètre G, une résistance R, le liquide conducteur du tube A, et un fil f_1 dont l'extrémité inférieure est située à une hauteur $\frac{h_0}{2}$ au dessus du niveau moyen H du liquide au repos ; un second circuit est identique au premier, à cette différence près que le fil f_1 y est remplacé par un fil f_2 dont l'extrémité est à la hauteur $\frac{h_0}{2}$ au dessous du niveau H. Au début de l'expérience le liquide est amené à un niveau plus élevé

que l'extrémité de f_1 ; le commutateur I étant sur le plot p_1, le galvanomètre est dévié ; le liquide baisse dans A et au moment où il quitte f_1 le galvanomètre retombe au zéro ; on note cet instant et on place le commutateur sur le plot p_2 ; on



note l'instant où le liquide quitte f_2 ; la différence des deux lectures donne t. L'auteur a ainsi trouvé pour le mercure la valeur $\eta = 0{,}1618$ à la température de 16° ; dans une des expériences les données de l'appareil étaient $a = 0{,}02868$ cm, $2b = 2{,}311$ cm ; $l = 19$ cm. — F. Perrin.

L'apparition de la répartition laminaire des vitesses et son importance dans les mesures de viscosité. — Schiller (L.) [*Zeits. f. Ang. Math.* 2 (1922), 96-106].

I. Dans ses recherches expérimentales sur l'écoulement laminaire [*Zeits. f. Ang. Math.*, **1** (1921), 436.; *Journ. de Phys.*, **3 D** (1922), 329], l'auteur avait observé que pour les grandes valeurs de la vitesse réduite $R = \frac{\bar{u}\, a}{\nu}$, la résistance d'un tube cylindrique de rayon a parcouru par un liquide de vitesse moyenne $\bar{u}$ doué d'une viscosité ν, était supérieure à celle résultant de la loi de Poiseuille. Cela tient à ce que cette dernière suppose réalisée une répartition parabolique des vitesses. Or la théorie des couches limites de Prandtl amène à concevoir une répartition des vitesses différente. Par exemple la vitesse peut être supposée uniforme et, égale à u sur une région circulaire au centre du tube et décroître ensuite paraboliquement jusqu'à zéro sur les bords [1]. Et dans cette dernière hypothèse, on peut par application du théorème de Bernouilli et de la perte des quantités de mouvement, calculer

1° La relation entre le diamètre du tube, la longueur x nécessaire à l'établissement du régime précédent, la vitesse réduite et le rapport

$$\eta = \frac{u - \bar{u}}{\bar{u}}$$

Cette relation est

$$x = aR\, f(\eta) ;$$

2° La quantité λ définie par

$$\Delta p = \lambda \frac{\Delta x}{a} f(R).$$

(1) Il y aurait vraisemblablement lieu d'ajouter un terme logarithmique. Les résultats généraux subsistent d'ailleurs, ainsi que je le montrerai ultérieurement. — A. F.

On trouve

$$\lambda = a \frac{\Delta (2\eta + \eta^2)}{\Delta x}.$$

Or l'expérience vérifie très exactement ces formules.

II. Du fait que la répartition parabolique des vitesses exige un certain temps pour s'établir, il résulte qu'une perte de charge est à prévoir en sus de la perte de charge due à la loi de Poiseuille.

La théorie précédente conduit à la relation

$$2 \frac{p_0 - p_1}{\rho \overline{u}^2} = 16 \frac{x}{aR} + 1,16$$

différant de la relation de Poiseuille par le terme 1,16. Au total, la perte de charge comprendra donc un terme égal à 2, 16 fois la hauteur due à la vitesse. Hagenbach avait trouvé 2, en supposant la répartition parabolique réalisée dès l'entrée, mais cela n'est pas admissible.

Là encore, l'expérience vérifie convenablement la théorie (à 1/30 près).

III. Or dans certains viscosimètres, comme celui de Engler, on fait écouler un liquide à travers un tube *assez court :* si on veut déduire de la mesure du temps d'écoulement la viscosité absolue, il faut connaître la répartition des vitesses dans le tube ; mais dans les appareils industriels, le tube n'est pas assez long pour que le régime parabolique puisse s'établir, au moins pour les liquides peu visqueux. De ce fait, à moins de calculs faciles, mais longs, les appareils du genre précédent ne peuvent donner que des indications d'ordre qualitatif.

IV. On peut aussi calculer, pour le régime turbulent, la perte de charge due au passage depuis la section contractée jusqu'au tube. Si α est le coefficient de contraction, on trouve sur la longueur x

$$\frac{\Delta p}{\frac{\mu u x}{a^2}} = \frac{aR}{2x} \left\{ \left[\frac{1}{\alpha^2} - \frac{2}{\alpha} + 2 \right] + \lambda \frac{x}{a} \right\}$$

λ étant donné, par exemple, par la relation de Blasius.

L'accord avec l'expérience est satisfaisant. — A. Foch.

L'effet des changements de température sur la viscosité des gommes colloïdales. — Hamer (R.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 552]. — Les variétés de gomme étudiées étaient les suivantes : *Kassai*, *Cancho*, *Fine Para*, *Smoked Sheet*, *Pale Crepe* et *Esmeralda*, avec des viscosités comprises entre une et trois fois celle du benzène. La viscosité, rapportée au benzène, était mesurée à 30° C avant et après les changements de température consistant à refroidir à 6°C, à congeler à 0°, ou à — 190° par l'air liquide, ou à chauffer à 60°. Le refroidissement des solutions colloïdales a paru causer un léger accroissement de viscosité. La congélation donne lieu à un accroissement plus grand. Le chauffage paraît aussi produire une légère augmentation. Mais, ces résultats étaient apparemment sous la dépendance de la variété et de la concentration. Des applications successives semblaient avoir un effet cumulatif, quoique donnant lieu à une valeur limite. Il y avait ensuite un lent retour à la valeur originelle, ou même à une valeur plus basse, de la viscosité. Ceci est évidemment une sorte d'effet d'hystérésis, et est remarquablement similaire à

celui que l'on observe en exerçant une traction sur une pièce de caoutchouc vulcanisé. L'auteur suggère que les changements de température, et en particulier la congélation, produisent une polymérisation temporaire des molécules de gomme. L'agrégat moléculaire est toutefois instable ; il se produit une action dépolymérisante qui subsiste jusqu'à ce que l'équilibre soit à nouveau atteint.

L. Brüninghaus.

Sur l'amortissement d'oscillations d'une plaque autour d'un axe vertical en fonction de la pression du gaz. — Suhrmann (R.). [*Zeits. f. Phys.* 14 (1923), 56-62]. — Une lame d'aluminium est suspendue à un fil de quartz fin à l'intérieur d'un tube de verre où l'on peut admettre différents gaz à différentes pressions. On met cette lame en oscillation autour de l'axe vertical constitué par le fil de quartz, au moyen d'un dispositif magnétique, et on étudie l'amortissement des oscillations, d'où on déduit la viscosité.

Les valeurs sont données pour l'hydrogène, l'oxygène, l'acide carbonique, l'éther éthylique, le sulfure de carbone, le chloroforme, la benzine. — R. Fortrat.

Influence d'une charge variable dans la détermination de viscosité. — Lidstone (F.-M.). [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 953-955]. — Calcul complet du coefficient de viscosité d'après les données expérimentales et en tenant compte des différences de débit et d'énergie cinétique quand la charge varie de façon continue. Les valeurs données par la formule approchée (1) de l'auteur concordent à moins de 1/2500 avec celles résultant de la formule correcte, lorsqu'on se place dans les conditions de la pratique expérimentale. — A. Foch.

La forme tensorielle des équations du mouvement d'un fluide visqueux. — Milne (E.-A.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 20 (1921), 344-346). — L'auteur, en recherchant la forme tensorielle des équations du mouvement d'un fluide visqueux, se propose d'éclairer par analogie certains points de la théorie générale de la relativité. — R. Thiry.

La résistance opposée au mouvement d'une sphère solide par un liquide visqueux contenu entre deux parois parallèles planes. — Faxen (H.) [*Ann. der Phys.*, 68 (1922), 89-119). — Après un historique de la question, l'auteur établit par le calcul qu'une petite sphère solide se déplaçant dans un liquide visqueux parallèlement à deux parois planes parallèles, éprouve une résistance

$$W = \frac{6\pi\mu a u_0}{1 - 1{,}004\,\frac{a}{l} + 0{,}418\,\frac{a^3}{l^3} - 0{,}169\,\frac{a^5}{l^5}}$$

a étant le diamètre de la sphère ; u_0, sa vitesse ; μ, la viscosité du liquide ; $2\,l$, la distance des parois ($a : l$ est supposé petit).

Les résultats de Westgren [*Ann. der Phys.*, 52 (1917), 308] concordent très convenablement avec cette formule. — A. Foch.

Courants stationnaires déterminés par la présence d'un solide dans un fluide visqueux. — Burgers (J.-M.). [*Proc. Amst.*, 23 (1922) 1082-1107]. — L'auteur discute les différentes solutions mathématiques proposées jusqu'ici. Le

(1) *Phil. Mag*, 44 (février 1922).

mouvement du fluide est régi par la convection et la diffusion du « tourbillon », l'influence respective de ces 2 facteurs étant déterminé par le nombre de Reynolds $R = \frac{Ud}{\nu}$ (U, vitesse ; $\nu = \frac{\mu}{g}$ coefficient de viscosité, d dimension du solide).

La solution classique de Stokes dans le cas de la sphère néglige la convection : elle suppose une très faible vitesse du courant ($R \rightarrow 0$).

Oseen a montré que cette solution restait valable pour des vitesses finies au voisinage immédiat de la sphère, mais devait être complétée à grande distance de celle-ci par des termes correctifs.

Une méthode générale de calcul de l'équation quadratique complète a été indiquée par Prandtl.

L'auteur montre que le problème en question est analogue à celui d'un transport de chaleur par un fluide en mouvement, qui a été traité par Boussinesq. Il utilise cette analogie pour développer les calculs dans le cas d'un cylindre immergé.

E. Darmois.

Mesures de viscosité au moyen d'orifices et de tubes courts. — Bond (W.-N.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 139-145]. — Étude des corrections nécessitées dans les mesures de viscosité par les corrections à l'extrémité des tubes.

Soient, pour un tube de longueur l, $\frac{dp}{dl}$ la perte de charge par unité de longueur et p_e la perte de charge aux extrémités ; on aura, pour deux tubes de longueur l_1 et l_2 et de même diamètre r,

$$\frac{dp}{dl} = \frac{p_1 - p_2}{l_1 - l_2}$$

$$p_e = \frac{l_1 p_1 - l_2 p_2}{l_1 - l_2}$$

p_1 et p_2 étant les pertes de charges totales.

Or des considérations de dimensions donnent, en appelant Q le débit par seconde

$$p_e = \frac{Q\mu}{r^3} \times f\left(\frac{Q\rho}{r\mu}\right) = \frac{Q^2\rho}{r^4} f_1\left(\frac{Q\rho}{r\mu}\right)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{Q\mu}{r^4} f_2\left(\frac{Q\rho}{r\mu}\right) = \frac{Q^2\rho}{r^5} f_3\left(\frac{Q\rho}{r\mu}\right).$$

Portant en abscisses $\sqrt{\frac{Q\rho}{r\mu}}$ et en ordonnées $\frac{Q}{r^2}\sqrt{\frac{l}{p_e}}$, on voit aisément que la courbe obtenue est linéaire pour l'écoulement purement visqueux et pour l'écoulement parfaitement turbulent.

Or c'est ce qu'à montré l'expérience pour des mélanges d'eau et de glycérine. Si l'écoulement est purement visqueux, il faut allonger le tube de k fois le diamètre pour tenir compte des corrections aux deux extrémités, k étant égal à

$$0{,}573 \pm 0{,}009.$$

En d'autres termes la viscosité est donnée par l'équation.

$$\mu = \frac{\pi r^4 p}{8\,Q\,(l + 2\,kr)}$$

où p est la charge totale faisant écouler par seconde un volume Q dans un tube de rayon r.

Il faut que l'écoulement visqueux se maintienne aux extrémités, ce qui exige que

$$\frac{Q\,\rho}{r\,\mu} < 250.$$

A. Foch.

Mouvement lent à deux dimensions des fluides visqueux. — **Bairstow (L.), Cave (B.-M.) et Lang (E.-D.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **100** (1922), 394-413]. — Étude mathématique. Résolution de l'équation $\Delta^4\Psi = 0$ et application à certains problèmes d'hydrodynamique. — G. Déjardin.

Mouvement de particules ellipsoïdales immergées dans un fluide visqueux. — **Jeffery (G.-B.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1922), 161-179]. — Étude mathématique. L'accroissement de viscosité de la suspension est donné par une formule analogue à celle d'Einstein (relative à des particules sphériques), mais dans laquelle figure un facteur numérique dont on ne peut fixer que les limites supérieure et inférieure. Il est possible d'écarter cette indétermination en admettant que le mouvement des particules qui tend à se produire correspond à une dissipation minimum d'énergie. — G. Déjardin.

Sur la résistance à l'écoulement présentée par les tubes de section et de rugosité variables. — **Schiller (L.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, **3** (1923), 2-13]. — L'écoulement turbulent a été étudié

1° Avec des tubes cylindriques de diamètre 8, 16 et 24 mm, avec des valeurs de la vitesse réduite $R = \frac{wa}{\nu}$ (w, vitesse moyenne ; a, rayon ; ν, coefficient de viscosité cinématique) allant jusqu'à 200 000.

Mettant la perte de charge Δh sous la forme

$$\Delta h = \lambda \frac{l}{a} \frac{\overline{w}^2}{2\,g}$$

on trouve que les phénomènes sont très exactement représentés par la formule de Blasius

$$\lambda = \frac{0{,}1582}{\sqrt[4]{2\,R}};$$

2. Avec des tubes cylindriques rugueux, obtenus en filetant intérieurement un tube lisse. Les résultats poussés jusqu'à $R = 120\,000$ sont assez irréguliers ; ils *paraissent* confirmer la loi de Prandtl-Karman, d'après laquelle la résistance croît comme la puissance $\frac{2}{7}$ de la rugosité.

3. Avec des tubes à section non circulaire jusqu'à $R = 50\,000$. Introduisant le *rayon hydraulique*, quotient de la surface par la moitié du périmètre mouillé, la loi de Blasius se vérifie bien pour l'écoulement turbulent, en remplaçant le rayon des tubes cylindriques par le rayon hydraulique. — A. Foch.

Contribution expérimentale à l'étude de l'écoulement des fluides dans les tubes — Schaefer (C.) et Heisen (G.) [*Zeits. f. Phys.*, 12 (1922), 165-176]. — Les auteurs ont entrepris de nouvelles recherches sur la question des régimes laminaires et turbulents dans l'écoulement des fluides, étudiée récemment par Sorkau dont les conclusions théoriques sont contestables. Les nouvelles expériences ont révélé un très bon accord entre la théorie classique et les faits ; en particulier, les conséquences du principe de similitude mécanique se sont vérifiées avec une très grande exactitude.

Les causes d'apparition du régime turbulent sont inconnues. Mises pense qu'il faut les chercher dans la rugosité des parois, mais les expériences de Schiller sont défavorables à cette manière de voir et ont montré l'influence prépondérante des perturbations à l'entrée du tube. Les auteurs ont examiné l'influence de l'inhomogénéité du fluide : les résultats ont été négatifs. — L. DE BROGLIE.

Sur l'écoulement des liquides dans les tubes capillaires. — Bosanquet (C.-H.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 525-532]. — Quand un liquide s'écoule *dans le vide* par un tube capillaire horizontal, il est soumis non seulement aux forces de pression et de viscosité, mais encore à la pression capillaire exercée par le ménisque, si la surface libre se trouve dans le tube. Si p est la pression constante hydrostatique et T la tension superficielle, l'équation du mouvement est visiblement, pour un tube de rayon r

$$\frac{d}{dt}(\pi r^2 \rho x x') + 8\pi\eta x x' = \beta\pi r^2 + 2\pi r T$$

qui s'intègre par

$$x_2^2 - x_1^2 = \frac{2b}{a}\left[t - \frac{1}{a}(1 - e^{-at})\right]$$

en posant

$$\frac{8\eta}{r^2\rho} = a \qquad \frac{Pr + 2T}{r\rho} = b.$$

Si on a deux fluides au contact, ou si le tube est incliné, les équations sont un peu plus compliquées et leur intégration ne peut se faire que par approximation.

A. FOCH.

Stabilité du mouvement stationnaire d'un liquide visqueux entre deux cylindres coaxiaux en rotation. — Harrison (W.-J.) [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 22 (1921), 455-460]. — Rectification d'une erreur qui s'était glissée dans une note publiée antérieurement sur ce sujet [*Trans. Camb. Phil. Soc.*, 22 (1922)].

R. CHEVALLIER.

Le mouvement de particules ellipsoïdales dans un liquide visqueux. — Taylor (G.-I.) [*Proc. Roy. Soc.*, 103 (1923), 58-61]. Contrôle expérimental de la théorie de Jeffery [*Proc. Roy. Soc.*, 102 (1922), 161 analysé page précédente]. Une solution de silicate de soude est enfermée entre deux cylindres coaxiaux à axe vertical, l'un d'eux étant immobile et l'autre en rotation. Les particules en suspension sont de petits ellipsoïdes d'aluminium. La théorie n'est vérifiée que qualitativement.

On a pris des ellipsoïdes de révolution aplatis et des ellipsoïdes allongés. Les axes de rotation décrivent des cônes elliptiques autour d'une verticale — direction de la ligne de tourbillon du liquide en mouvement régulier —; la plus grande

amplitude de l'oscillation étant réalisée dans le plan tangent au cylindre pour les ellipsoïdes allongés et dans le plan méridien pour les ellipsoïdes aplatis.

R. Fortrat.

Ecoulement de l'eau dans l'espace annulaire compris entre deux cylindres coaxiaux. — **Lonsdale (T.)** [*Phil. Mag.*, **46** (1923), 163-169]. — La méthode des dimensions montre que la perte de charge i — supposée dépendre de la vitesse moyenne v, de la densité ρ, de la viscosité μ et de la différence $b - a$ des diamètres extrêmes de l'espace annulaire — est de la forme

$$i = \frac{\mu^2}{\rho\,(b-a)^3}\, f\left[\frac{\rho v\,(b-a)}{\mu}\right].$$

L'expérience donne pour la fonction f la valeur $\left[\frac{\rho v\,(b-a)}{\mu}\right]^{1,72}$, quand on se trouve dans le régime turbulent.

Le passage du régime turbulent au régime de Poiseuille se fait pour une vitesse v_c telle que

$$v_c = 4\,000\,\frac{\mu}{r}\,\frac{b}{(b^2 - a^2)}\cdot$$

On retrouve donc des phénomènes analogues à ceux observés dans l'écoulement à travers des tubes cylindriques. — A. Foch.

Sur le mouvement d'un cylindre dans un fluide infiniment visqueux. — **Berry (A.) et Swain (L.-M.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1923), 766-778]. — Les auteurs étudient le mouvement d'un cylindre elliptique, comprenant comme cas particulier celui d'un cylindre circulaire et celui d'une lame plane, orientés parallèlement ou perpendiculairement à la direction du mouvement.

L. Brüninghaus.

La résistance d'un cylindre en mouvement dans un fluide visqueux. — **Bairstow (L.), Cave (B.-M.) et Lang (E.-D.)** [*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **223** (1923), 383-432]. — Extension, aux valeurs de $vd : \nu$ comprises entre 1 et 10 000, de la solution donnée par Lamb dans le cas des faibles valeurs de la vitesse réduite. Le mémoire est d'ordre surtout mathématique et la comparaison avec l'expérience des formules trouvées n'est pas des plus probantes. Il fallait s'y attendre d'ailleurs, les auteurs se plaçant dans le cas de solutions de 1re espèce.

A. Foch.

Un problème de viscosité : Epaisseur des couches liquides formées sur les surfaces solides en mouvement. — **Goucher (F.-S.) et Ward (H.)** [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 1002-1014]. — Soit un fil plongé dans un liquide qui le mouille : si on retire le fil avec une vitesse uniforme, le liquide adhère au fil, qui se trouve ainsi recouvert d'une couche dans laquelle les parties au contact avec le fil ont même vitesse que ce dernier, alors que les parties extérieures ont une vitesse nulle. Des problèmes analogues se posent quand on retire une bande du liquide : c'est toute la question de l'émaillage et de la peinture qui se pose ici.

Soit d'abord le cas du fil supposé de faible rayon r : si la gravité est négligeable vis à vis des forces capillaires, un calcul fondé sur des considérations de dimensions montre que l'on a, pour l'épaisseur t de la couche,

$$\frac{t}{r} = f\left(\frac{\eta v}{\gamma}\right);$$

η, viscosité du liquide ; v, vitesse du fil ; γ, tension superficielle.

L'expérience [faite en déterminant l'épaisseur des dépôts formés sur des fils de tungstène ou de constantan de 7,05 à 100 μ de rayon] a donné

$$\frac{t}{r} = 4,8\,\frac{\eta v}{\gamma}.$$

Les liquides employés étaient de la cire fondue qui se solidifiait à l'air ou du silicate de soude que l'on solidifiait en faisant passer le fil dans un four électrique.

Dans le cas d'une bande de largeur infinie, on a, en écrivant les équations du mouvement visqueux sous l'influence de la pesanteur et en tenant compte des conditions aux limites

$$t = \sqrt{\frac{2v\eta}{9\rho g}};$$

ρ, densité du liquide ; comme, lors de la solidification, la viscosité du liquide varie, on doit observer des couches un peu plus épaisses que ne l'indique la formule précédente ; néanmoins l'accord est suffisamment bon pour que l'on puisse estimer que la théorie est entièrement vérifiée. A. Foch.

La période latente dans la lubrification. — Doubleday (I.) et Hardy (W.-B.) [*Nat.*, **111** (1923), 182]. — La plupart des surfaces lubrifiées ont la curieuse propriété que le frottement ne prend sa valeur faible permanente qu'un temps plus ou moins long après l'application du lubrifiant. La période latente ne commence qu'à partir du moment où les pièces frottantes sont mises au contact. Le phénomène paraît tenir à la nécessité, pour la lubrification efficace, d'une certaine orientation des molécules, et cette orientation ne commencerait que lorsque la couche mince du lubrifiant est comprimée entre les deux surfaces frottantes.

L. Brüninghaus.

Sur la théorie du frottement lubrifié. — Sommerfeld (A.) [*Zeits. f. Techn. Phys.*, **2** (1921), 58-63]. — Première partie d'un exposé de la question. Après avoir rappelé les lois principales, l'article énonce la loi de similitude du frottement entre surfaces lubrifiées et en donne deux vérifications, d'où suit l'importante conclusion de Biel, qu'il n'y a pas d'huile donnant en toutes circonstances le minimum de frottement. — A. Foch.

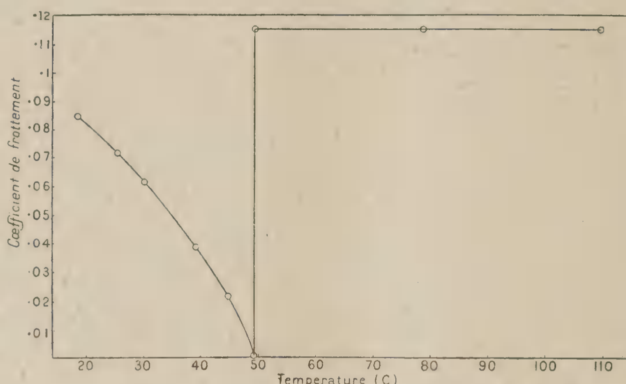
Sur l'onctuosité des corps gras. — Woog (P.) [*C. R.*, **173** (1921), 303]. — L'onctuosité, qualité liée au pouvoir lubrifiant des huiles, et qui ne se chiffre d'ailleurs pas jusqu'ici, semble varier parallèlement aux volumes moléculaires des huiles considérées. Ce sens de variation cadre bien avec une interprétation qui relierait l'onctuosité principalement à des phénomènes de coincements entre molécules. — J. Villey.

Sur les dimensions des molécules des huiles grasses, et sur quelques phénomènes de dissolutions moléculaires. — Woog (P.) [*C. R.*, **173** (1921), 387]. — Rapprochement entre les volumes moléculaires et les étalements capillaires à la surface de l'eau, en vue d'estimer les dissymétries des molécules des huiles lubrifiantes. L'auteur conclut de plus à des déformations des molécules provoquant des augmentations de la surface en contact avec l'eau, par exemple, pour les corps saturés solides lorsqu'ils sont dissous dans un corps non saturé liquide.

J. Villey.

Lubrification limite. — Coefficient de température. — Hardy (W.-B.) et Doubl day (I.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 487-492]. — Un traîneau possédant une face sphérique est en contact avec un plan horizontal, recouvert d'un lubrifiant. On détermine la masse nécessaire pour mettre en mouvement le traîneau ; on obtient ainsi le coefficient de frottement statique μ. Il est pour ces essais indispensable d'avoir des faces « propres ». Or certains corps, comme le quartz, possèdent des couches excessivement adhérentes, résistant à l'acide chromique chaud et exigeant, pour être enlevées, des efforts mécaniques de friction. Les corps avec lesquels on a pu réaliser des faces propres sont le quartz, l'acier et le bismuth :

Partons du lubrifiant solide : le coefficient de frottement décroît avec la tem-



pérature, devient *rigoureusement* nul juste au-dessous du point de fusion du lubrifiant; et monte alors brusquement à une valeur constante μ_0, quelle que soit la température. La courbe ci-dessus, relative à l'acier recouvert d'alcool cétylique, servira d'illustration.

Le fait que le frottement est *nul* au point de fusion du lubrifiant est difficile à expliquer ; il s'observe quand il y a équilibre entre le liquide et le solide.

Si les couches de lubrifiant sont extrêmement minces le frottement est constant pour un lubrifiant donné, que celui-ci soit liquide ou solide, et égal à la valeur μ_0 précédente. Le coefficient μ_0 vaut ainsi pour l'alcool cétylique.

en couche mince recouvrant l'acier ...... 0,1143 de 16° à 110 C.
— recouvrant le quartz.... 0,276 de 19° à 100 C.

Il faut donc penser que la variation de frottement observée avec les lubrifiants solides en couche épaisse tient au frottement du lubrifiant sur lui-même.

A. Foch.

Théories cinétiques et statistiques.
Théorie des quanta. Mouvement brownien.

Interruption sélective d'oscillations moléculaires. — Fairbourne (A.) [*Nat.*, **111** (1923), 149-150]. — Suite de discussion sur la possibilité de fractionner dans un gaz les molécules de vitesses différentes. — L. Brüninghaus.

Interruption sélective d'oscillations moléculaires. — Atkinson (R. d'E.) [*Nat.*, **111** (1923), 326]. — Réponse à une précédente critique de Fairbourne.

L. Brüninghaus.

Le second coefficient du viriel des gaz. — **Core (A.-F.)** [*Phil. Mag.*, **46** (1923), 256-272]. — L'objet de la présente discussion est de calculer la valeur du second coefficient du viriel, d'abord pour un gaz formé de molécules ayant la symétrie de la sphère, puis pour un gaz dont les molécules sont d'un type général. Dans le cas très particulier d'un gaz consistant en molécules sphériques indéformables et sans action attractive les unes sur les autres, on trouve facilement le 3ᵉ coefficient C. Les résultats obtenus s'accordent avec ceux dus à Keesom et d'autres, mais la méthode est comparativement simple.

On montre en outre la signification cinétique de ce qu'on désigne en thermodynamique du nom d' « activité. »

Enfin, on établit une expression du second coefficient du viriel d'un mélange binaire de gaz. — L. Brüninghaus.

Sur la cohésion de l'action dans l'univers. Une extension de la dynamique classique. — **Tetrode (H.)** [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 317-328]. — Les phénomènes primaires sont l'existence d'électrons (positifs et négatifs) en mouvement ; toute accélération d'un électron est produite par d'autres électrons, et le champ électromagnétique est une construction mathématique, qui rend compte des phénomènes à la limite, quand on néglige leur discontinuité par quanta. L'auteur écrit les expressions générales des potentiels pour des intégrales étendues à tout l'espace et à toutes les charges de l'univers, en négligeant les intégrales de surface, et en prenant la moyenne des potentiels retardés et des potentiels avancés : autrement dit, il considère les deux directions de l'axe des temps comme équivalentes.

Il pense, par un choix convenable des fonctions qui entrent dans les expressions des potentiels, pouvoir expliquer les phénomènes quantifiables et lever les contradictions qui existent entre la théorie classique et la théorie des quanta. Le caractère essentiel de sa théorie est que la force qui agit sur un électron ne dépend pas seulement des mouvements passés, mais aussi des mouvements futurs des autres électrons ; l'émission et l'absorption sont des phénomènes qui se conditionnent l'un l'autre, et le caractère d'une émission dépend de l'absorption destinée à faire disparaître l'énergie rayonnante émise. — G. Bruhat.

Remarque sur la loi de répulsion et le diamètre des molécules d'azote. — **Becker (R.)** [*Zeits. f. Phys.*, **9** (1922), 118-122]. — M. Amagat a proposé pour l'azote l'équation caractéristique suivante.

$$p = \frac{RT}{v}\left(1 + \frac{k}{v}\,e^{\frac{k}{v}}\right) - \frac{a}{v^2} + \frac{X}{v^{3+2}}.$$

Le terme $\frac{a}{v^2}$ est le terme classique de van der Waals. Becker a interprété le terme $\frac{X}{v^{3+2}}$ par l'hypothèse d'une force centrale répulsive entre molécules. Cette théorie conduit à regarder l'énergie potentielle de répulsion variant en raison inverse de la puissance 18 de la distance. Si la densité est assez faible pour permettre de confondre $e^{\frac{k}{v}}$ avec l'unité, le facteur $1 + \frac{k}{v}$ qui multiplie $\frac{RT}{v}$ peut se déduire de la même hypothèse et le calcul donne, pour valeur de k, 41,7 au lieu de 40,3 valeur expérimentale ; un calcul plus précis rend d'ailleurs la concordance moins bonne. On peut, des formules théoriques, déduire le rayon de la molécule d'azote ; on trouve $3{,}18\ 10^{-8}$ cm, chiffre vraisemblable. — L. de Broglie.

Sur la distance des molécules. — Gans (R.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 108-113]. — L'auteur rappelle d'abord un calcul de Hertz : si n points sont répartis au hasard dans un volume égal à l'unité, le calcul des probabilités montre que la distance moyenne de deux points est : $R = \frac{0,5539}{\sqrt[3]{n}}$.

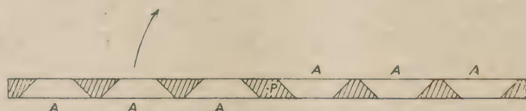
Il reprend ensuite le même calcul pour des sphères de diamètre s, en tenant compte du fait que la probabilité, pour que la distance des centres de deux sphères soit inférieure à s, est nulle, et écrivant que la probabilité pour que, sur N sphères placées dans le volume V, aucune ne se trouve dans le volume $\mathrm{d}v$, est :

$$1 - \frac{N}{V}\,\mathrm{d}v\,\varphi\left(\frac{b}{V}\right), \qquad \text{avec} \qquad b = \frac{4\pi N s^3}{3}.$$

Il peut alors calculer le rapport $\frac{R}{s}$ en fonction de $\frac{b}{V}$ et $\varphi\left(\frac{b}{V}\right)$. Le calcul de l'équation d'état montre que $\varphi\left(\frac{b}{V}\right)$ est la fonction qui y figure ; on trouve, en effet, pour cette équation : $\left(p + \frac{a}{V^2}\right) V = \frac{RT}{M}\,\varphi\left(\frac{b}{V}\right)$. Le développement en série de la fonction φ est donc connu, au moins pour les premiers termes, par les travaux de Boltzmann.

Des tables numériques donnent les valeurs de $\frac{R}{s}$ et de $R\sqrt[3]{n}$ pour différentes valeurs de $\frac{b}{V}$; elles donnent également les renseignements nécessaires pour l'application des résultats à un certain nombre de gaz et de liquides, d'après les valeurs de s déterminées par les mesures de viscosité. Il est à remarquer que pour les liquides, le rapport $\frac{R}{s}$ est à peine supérieur à 1 : il y a beaucoup de molécules qui se touchent presque. — G. Bruhat.

Sur les mouvements limités des molécules aux très basses pressions. — Platt (H.-N.) [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 414-415]. — Soit, dans un gaz que l'on raréfie, une vanne percée d'un certain nombre de trous coniques et pouvant pivo-



ter autour d'un axe passant par P. Il résulte des raisonnements de Fairbourne [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 1047-1056] que, lorsque le parcours moyen des molécules sera de l'ordre des dimensions des trous, il s'exercera sur la partie gauche une action plus forte que sur la partie droite. D'où une rotation dans le sens de la flèche. — A. Foch.

Énergie des molécules gazeuses. — Partington (J.-R.) [*Trans. Faraday Soc.*, **17** (1922), 734-748]. — L'auteur suggère l'idée que les échanges d'énergie accompagnant les chocs entre molécules ont lieu par quanta dont le nombre serait proportionnel à la fréquence des chocs. Les longueurs d'ondes correspondantes se trouveraient dans la région des ondes hertziennes courtes ce qui semble s'accorder

avec le fait que les diélectriques solides ont une conductibilité anormale, avec maximum spécifique, pour les courants de haute fréquence.

Il passe en revue les différentes théories proposées (équipartition, quanta) et discute numériquement un certain nombre d'exemples.

Appliquant le modèle de Bohr et la théorie gyrostatique de Krüger à la molécule d'azote il en déduit certaines conséquences relatives à la chaleur spécifique moléculaire qui sont vérifiées par l'expérience. — R. DE MALLEMANN.

Sur les chocs entre molécules gazeuses. — **Klein (O.)** [*Fys. Tids.*, **20** (1922), 127-128]. — Il est assez difficile d'interpréter les forces d'attraction de van der Waals lorsqu'on admet, comme on le fait généralement, que les molécules en se heurtant agissent comme des corps rigides élastiques limités par des surfaces nettement définies et sphériques. Les recherches plus approfondies qui ont été tentées n'ont donné que des résultats négatifs. Contrairement à Debye, l'auteur considère que les systèmes d'électrons ont une action réciproque très intime, pendant le choc, qui ne peut pas être figurée par des considérations schématiques mécaniques ou électrodynamiques. — TSCHERNING.

La loi de répartition des vitesses moléculaires et les actions de surface. — **Guye (C.-E.)** [*Ann. Sc. Phys. Nat., C. R. Soc. Phys.*, **4** (1922), 132-134]. — Partant de l'idée qu'un choc pariétal doit être beaucoup plus efficace, au point de vue dissociant, qu'un choc entre molécules, l'auteur recherche quelle peut être l'efficacité relative des deux genres de chocs, dans le cas d'une masse gazeuse dont les molécules ont des vitesses réparties suivant la loi de Maxwell. Le nombre des chocs dissociants par unité de temps est le suivant :

(chocs pariétaux) $$\nu_0 = \left[\frac{n_1}{2\sqrt{hm\pi}}\right] e^{-hmv_0^2},$$

(chocs entre molécules) $$\nu_0' = \left[n_1^2 \sigma^2 \sqrt{\frac{2\pi}{hm}}\right] e^{-2hmv_0^2},$$

où σ est le diamètre moléculaire; n, le nombre de molécules par unité de volume; $h = \frac{N}{2RT}$; v_0, valeur de la composante normale de la vitesse de choc au-dessus de laquelle la dissociation se produit.

Dans le cas de l'hydrogène à 0° C et sous la pression de 760 mm de Hg,

$$\nu_0 = 0,86 \times 10^5 \qquad \nu_0' = 2,2 \times 10^{-10}.$$

D'où, dans le premier cas, 86 000 chocs dissociants par seconde, et 2,2 en 10^{16} secondes dans le second.

Il faut tenir compte de la porosité, qui augmente la surface solide-gaz, et du fait que les molécules dissociées au voisinage de la paroi sont concentrées dans une région très étroite, et peuvent se recombiner si elles sont de même nature, ou former des combinaisons nouvelles si elles sont d'espèce différente. — ED. SALLES.

La loi de répartition des vitesses moléculaires et les actions de surface. — II. **Guye (C.-E.)** [*Arch. Sc. Phys. Nat., C. R. Soc. Phys.*, **4** (1922), 153-155]. — Quand les chocs moléculaires pariétaux sont élastiques, les actions de surface l'emportent sur celles de volume, quand ils sont plus ou moins mous c'est l'inverse. Dans les deux cas, les vitesses de dissociation suivent approximativement la loi de Van-t'Hoff, à condition que ces vitesses soient de l'ordre expérimental.

ED. SALLES.

Les coefficients de glissement dans les gaz et la loi de réflexion des molécules par les surfaces solides et liquides. — Millikan (R.-A.) [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 218-238]. — Mémoire de première importance, où l'auteur rassemble tout ce qu'on sait actuellement sur cette question.

1. Les mesures de la charge élémentaire par la méthode des gouttes d'huile ont montré que la loi de Stokes nécessitait une correction lorsque le rayon a de la goutte devenait de l'ordre du libre parcours moyen l. Le facteur correctif est de la forme $\left(1 + A\frac{l}{a}\right)$ ou $\left(1 + \frac{b}{pa}\right)$ si p est la pression. On trouve en moyenne $A = 0,864$ si $\frac{l}{a} < 0,5$.

2. Si $\eta = 0,3502\ \rho \bar{v} l$ (ρ, densité; $\bar{v}$, vitesse moyenne) est le coefficient de viscosité et ε le coefficient de frottement, φ le coefficient de glissement entre le gaz et la surface considérée, on démontre en hydrodynamique (Basset) que $\varphi = \frac{\eta}{\varepsilon} = Al$. Pour des gouttes de 1 à 6 μ on trouve, à 23° C et 76 cm de Hg : $\varphi = 8,136.10^{-6}$.

3. Soient f la proportion des molécules *diffusées*, c'est-à-dire absorbées et réémises par la paroi (Maxwell), $1 - f$ molécules étant *réfléchies spéculairement*. S'il n'y a pas glissement, l'on a $f = 1$ et $\rho_0 = 0,7004\, l = \frac{2\eta}{\rho \bar{v}}$ d'où, à 23° C et 76 cm de Hg : $\varphi = 6,595$. De la différence entre cette valeur et la valeur trouvée plus haut, l'auteur tire f. La théorie cinétique donne $f = \frac{2\rho_0}{\rho_f + \rho_0}$ et le terme correctif de la loi de Stokes devient : $\left[1 \times 0,7002\left(\frac{2}{f} - 1\right)\frac{l}{a}\right]$. Pour l'huile et l'air, on trouve $f = 0,895$.

4. L'ensemble des faits expérimentaux, passés en revue par l'auteur, vérifie très bien l'expression ci-dessus et ne satisfait pas à l'équation donnée par Sullivan. La méthode de la goutte revient à tracer les droites donnant $l^{\frac{2}{3}}$ en fonction de $\frac{1}{pa}$. La méthode du cylindre tournant appliquée par Stacy et van Dyke (voir ci-dessous) serait susceptible d'une précision de 1 pour 100; ses résultats sont en bon accord avec la théorie.

Enfin, l'auteur parvient à calculer A et ρ à partir d'expériences de Knudsen sur l'effusion par des tubes capillaires. Il considère aussi les mesures de η par Warburg et trouve les mêmes valeurs ($\rho_{23^\circ \text{C}, 76 \text{ cm Hg}} = 8,2.10^{-6}$; $A = 0,864$) pour l'air et le verre. Le verre et l'huile donnent donc à peu près les mêmes nombres.

Pour CO^2, l'accord est un peu moins bon : $A = 0,823$ à 1 pour 100 près. Pour l'hydrogène, on trouve 0,813 et pour He : 0,901 (Yshide). D'où les valeurs de f :

Air ou CO^2. — Bronze tourné ou gomme laque vieille	$f = 100$ pour 100
Air et mercure	100
Air et huile	89,5
CO^2 et huile	92
H^2 et huile	92,5
Air et verre (Warburg, Knudsen)	89
He et huile	87,4
Air et gomme laque fraîche	79

F. Wolfers.

Détermination du coefficient de glissement des surfaces dans l'air, par la méthode de déviation constante. — Stacy (L.-J.) [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 239-249]. — Travail exécuté selon les idées de Millikan exposées plus haut. La viscosité subit une variation apparente avec la pression p telle que

$$\eta_{\text{vrai}} = \text{constante} = \eta_p' \, (1 + k\rho_p).$$

η' est mesuré par l'entraînement d'un cylindre à anneau de garde suspendu à un fil de torsion, sous l'action d'un cylindre concentrique tournant. Description de l'appareil et des corrections nécessaires. Tableaux numériques.

L'auteur trouve $\rho = 66{,}15 . 10^{-7}$ avec un cylindre de bronze, à 23° C et 76 cm de Hg. Le cylindre recouvert de gomme-laque donne $\rho = 97 . 10^{-7}$ d'abord : cette valeur décroît peu à peu, la surface devenant rugueuse par oxydation. De ces valeurs, Millikan a déduit f (qui est égal à 100 pour 100 pour le bronze), selon la théorie analysée ci-dessus.

F. Wolfers.

Coefficients de viscosité et de glissement de l'air et du gaz carbonique, par la méthode du cylindre tournant. — Van Dyke (K.-S.). [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 250-265]. — Comme Stacy et d'autres, l'auteur emploie la méthode de Millikan, décrite dans le mémoire ci-dessus analysé. Il étudie l'air et CO^2 avec un cylindre de bronze recouvert ou non de gomme-laque ou d'huile. Les chiffres antérieurs de Breitenbach sont de 1,5 p. 100 trop forts. Ces résultats sont conformes à la théorie de Millikan résumée ci-dessus. Accessoirement, l'auteur recommande comme suspension, du fil d'acier pour spiral de montre ; les défauts d'élasticité en sont négligeables. — F. Wolfers.

La valeur théorique de la constante de Sutherland dans la théorie cinétique des gaz. — James (C.-G.-F.). [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 20 (1921), 447-455]. — La relation entre la viscosité μ d'un gaz simple et la température, supposée assez élevée, est

$$\mu = \frac{\mu_\infty T^{\frac{1}{2}}}{\left(1 + \frac{S}{T}\right)},$$

où S est la constante de Sutherland, calculable si l'on se donne la loi de force. Si $\Phi(r)$ est le potentiel des forces qui s'exercent entre deux molécules à la distance r, Chapman a montré que

$$S = \frac{\Phi(\sigma)}{3R},$$

où σ est le diamètre moléculaire ;

$R = 1{,}372 . 10^{-6}$, la constante des gaz parfaits rapportée à une molécule.

Dans la même voie, le coefficient de diffusion pour un mélange de deux gaz satisfait à la relation

$$D_{12} = \frac{D_{12}^\infty T^{\frac{3}{2}}}{\left(1 + \frac{S_{12}}{T}\right)},$$

avec

$$S_{12} = \frac{\Phi(\sigma_{12})}{2R},$$

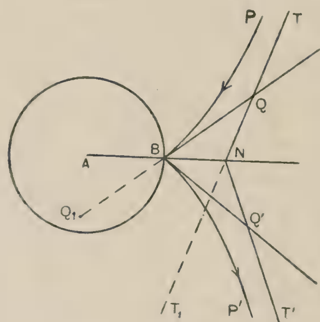
où σ_{12} est la moyenne des deux diamètres moléculaires.

En réalité, le résultat correct n'est pas aussi simple, comme on va le voir, et ne peut pas être exprimé de façon aussi générale.

Il faut écrire

$$S = \lambda \frac{\Phi(\sigma)}{3R}, \qquad S_{12} = \lambda_{12} \frac{\Phi(\sigma_{12})}{2R},$$

où λ et λ_{12} sont des nombres dépendant de la loi de force choisie et que nous allons calculer.



Spécifions que l'approximation constamment adoptée dans la suite consiste à négliger les puissances de $\Phi(\sigma) : T$ supérieures à la première. C'est pour cela que la valeur de la température absolue doit être grande. Voici comment se pose le problème correct :

Le trajet du centre de la molécule B relativement à A étant PBP′, Chapman a pris comme déviation

$$2\chi' = \widetilde{QBQ'},$$

alors que la déviation vraie est

$$2\chi = \widetilde{TNT'},$$

Tout le mémoire consiste à calculer l'effet de cette différence sur les problèmes de viscosité et de diffusion.

Soit V la vitesse relative à grande distance, p la perpendiculaire abaissée sur l'asymptote pour une position donnée de B.

Posons

$$f(r) = -\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \frac{\mathrm{d}\Phi(r)}{\mathrm{d}r},$$

et appelons $\psi = \widetilde{BQN} = \chi' - \chi$ la correction à apporter à la déviation χ' ; l'auteur montre que

$$\psi(\sigma) = \frac{p}{V^2} \int_\sigma^\infty \frac{f(r)\,\mathrm{d}r}{(r^2 - p^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

Cette quantité permet de calculer les constantes S et S_{12} pourvu que l'on spécifie pour $f(r)$ des lois particulières. L'auteur fait le calcul dans deux cas.

Viscosité. — 1° $$f(r) = \frac{k}{r^n},$$

$$\psi = \frac{kp}{V^2} \int_\sigma^\infty \left\{ \sum_{m=0}^{m=\infty} S_m \left(\frac{p}{r}\right)^{2m} \right\} \frac{\mathrm{d}r}{r^{n+1}},$$

où S_m est le coefficient de ξ^m dans le développement de $(1-\xi)^{-\frac{1}{2}}$. On trouve alors

$$S = \frac{\Phi(\sigma)}{3R} \cdot [1 - 24(n-1)h_n],$$

avec

$$h_n = \sum_{m=0}^{m=\infty} \frac{m+1}{(2m+7)(2m+\varsigma)(2m+3)(2m+n)}.$$

Tandis que le rapport $\frac{RS}{\Phi(\sigma)}$ vaut 0,333 dans tous les cas avec l'expression de Chapman, il varie ici de 0,213 à 0,156 quand n passe de 4 à 9.

2°

$$f(r) = A \text{ pour } \sigma \leqq r \leqq \alpha\sigma$$
$$f(r) = 0 \text{ pour } r > \alpha\sigma,$$

où α n'est pas un nombre très grand : posant

$$h_\alpha = \sum_1^\infty \frac{m+1}{2m(2m+3)(2m+5)(2m+7)}\left(1 - \frac{1}{\alpha^{2m}}\right) + \frac{1}{105}\log \alpha,$$

on trouve

$$S = \frac{\Phi(\sigma)}{3R}\left[1 - \frac{24h_\alpha}{\alpha - 1}\right].$$

Suivent les valeurs numériques de S pour α variant de 1,25 à 10.

Diffusion. — Posant

$$H_n = \sum_0^\infty \frac{2(m+1)}{(2m+1)(2m+3)(2m+5)(2m+n)},$$

$$H_\alpha = \sum \frac{2(m+1)}{(2m+1)(2m+3)(2m+5)}\left\{1 - \frac{1}{\alpha^{2m}}\right\} + \frac{2}{105}\log \alpha.$$

On trouve, pour la première loi de force

$$S_{12} = \frac{\Phi(\sigma)}{2R}[1 - 4(n-1)H_n];$$

pour la seconde,

$$S_{12} = \frac{\Phi(\sigma)}{2R}\left[1 - \frac{4H_\alpha}{\alpha - 1}\right].$$

Valeurs numériques des constantes S_{12} pour n variant de 4 à 9, α de 1,25 à 10.

R. Chevallier.

Le théorème des états correspondants et la théorie des quanta des gaz et des liquides. — **Byck (A).** [*Ann. der Phys.*, **66**, (1921), 157-205]. — Les corps à basse température critique se trouvent dans une situation particulière vis-à-vis du théorème des états correspondants, ou de l'analogie mécanique qui est la base du théorème au point de vue de la mécanique moléculaire ; on peut donc se demander si ce principe d'analogie est compatible avec la théorie des quanta. Il n'en est pas ainsi et, à partir des théories de Planck, on peut arriver, pour les corps à basse température critique, à une généralisation du théorème classique, à un

théorème des quanta correspondants. Celui-ci ne se rapporte plus seulement au coefficient de volume de l'énergie libre et à l'équation d'état, mais à l'énergie libre elle-même, et fait intervenir l'entropie; le théorème classique apparaît ainsi comme le cas limite pour les substances à température critique élevée. D'après ce théorème des quanta, l'énergie libre réduite devient une fonction universelle du volume réduit, de la température réduite, et du quantum réduit des diverses substances.

La théorie reçoit une première application à propos de l'état de saturation : les équations de Van der Waals relatives à la tension de vapeur, la règle de Mathias ou du diamètre rectiligne, relative aux densités du liquide et de la vapeur saturante, ainsi que les coefficients critiques, peuvent ainsi s'exprimer sous formes de fonctions universelles de la température, du volume et du quantum réduits. Les relations obtenues donnent un moyen de calculer d'après la théorie des quanta les points d'ébullition sous la pression atmosphérique, et les volumes correspondants du liquide et de la vapeur; la méthode exposée est susceptible d'autres applications thermodynamiques. — M. Pauthenier.

Démonstration rapide de la loi de répartition de Maxwell-Boltzmann. — Wassmuth (A.). [*Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien. Abt. II a*, **130** (1921), 159-166]. — Le point de départ est l'expression de l'entropie d'un système de n particules, $S_n = \text{Log } V_n$, où V_n est le volume de l'extension en phase avec les variables canoniques $x_1\ y_1 \ldots z_n,\ m\xi_1, \ldots\ m\zeta_n$. L'auteur applique ses formules successivement aux gaz parfaits, aux gaz réels soumis à des forces extérieures telles que la pesanteur, aux théories du magnétisme de Langevin et Weiss, aux fluctuations de la densité dans les gaz et les solutions. — G. Bruhat.

Sur la transformation de l'énergie chimique et le concept d'affinité. — Planck (R.). [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **100** (1922), 372-392]. — L'usage s'est répandu d'appeler affinité chimique d'une réaction.

$$n'_1 A'_1 + n'_2 A'_2 + \ldots \rightleftarrows n''_1 A''_1 + \ldots$$

la quantité $\mathfrak{A} = RT \log p^{\nu} \dfrac{p''^{\,n''_1}_{0.1} \cdots}{p'^{\,n'_1}_{0.1} \cdots}$ où les (p') et (p'') sont les pressions partielles et ν la quantité $\Sigma n'_i - \Sigma n''_i$.

L'auteur montre que ce choix est admissible tant qu'il s'agit de réactions complètes, mais qu'il conduit à des contradictions dès qu'on aborde le domaine des fortes dissociations. La valeur $\mathfrak{A} = 0$ est réalisée dans un intervalle de températures où les substances, loin d'être en équilibre, réagissent énergiquement.

Exemple : Pour la réaction $2CO + O^2 = 2CO^2$, si α_o est le degré de dissociation de CO^2, on a $\mathfrak{A} = RT \log \dfrac{(1 - \alpha_0)^2 (2 + \alpha_0)}{\alpha_0^{\,3}}$ et $\mathfrak{A} = 0$ pour $\alpha = \dfrac{2}{3}$ ($T = 3130°$). Il ne devrait y avoir aucune combinaison possible de CO et O^2 à partir de cette température, ce qui est en contradiction avec les faits.

On peut d'autre part reprendre le raisonnement de Van t'Hoff et calculer la variation $\mathfrak{A}' = \Phi' - \Phi_0$ du potentiel thermodynamique à pression constante entre l'origine et l'équilibre. Cette quantité contient implicitement, comme $\mathfrak{A}$, le travail correspondant au mélange isotherme des gaz réagissants, soit

$$\mathfrak{A}'_m = RT \log \frac{(\Sigma n'_i)^{\Sigma n'_i}}{\pi (n'_i{}^{n'_i})}$$

puisque chaque gaz doit être détendu isothermiquement de p à $p_i = p \frac{n'_i}{\Sigma n'_i}$. Ce travail n'a rien à voir avec l'affinité chimique et il a une valeur appréciable, par exemple $RT \log \frac{3^3}{2^2}$ dans l'exemple ci-dessus. L'auteur propose donc comme mesure de l'affinité chimique la quantité $A' = \mathfrak{A}' - \mathfrak{A}'_m$, soit

$$A' = RT \log \frac{\pi (n'_i{}^{n'_i})}{(\Sigma n'_i)^{\Sigma n'_i}} \cdot \frac{p^{\Sigma n'_i}}{K'_{p0}}$$

où

$$K'_{p0} = p'^{n'_1}_{0.1} \cdots$$

Pour les réactions du type $n'_1 A'_1 + n'_2 A'_2 = n'' A''$, l'expression devient

$$A' = (n'_1 + n'_2) RT \log \frac{n'' + \nu\alpha_0}{\alpha_0 (n'_1 + n'_2)}.$$

Ce n'est rigoureusement *qu'au zéro absolu que* A' *coïncide avec* $\mathfrak{A}$.

Un calcul numérique sur l'exemple ci-dessus pour lequel α_0 est connu montre que les différences sont considérables dès qu'α_0 est notable. Une table donne les valeurs de $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{A}'$, etc.... pour la combustion de CO de 0° à 3500° abs.

Une formule permet de calculer la chute de Φ pour les températures 2 500 et 3 130°. — E. Darmois.

Thermodynamique et probabilité, révision des hypothèses fondamentales. — Brillouin (L.). [*Journ. de Phys.*, 2 (1921), 65-84].

L'agitation moléculaire et les lois du rayonnement thermique. — Brillouin (L.). [*Journ. de Phys.*, 2 (1921), 142-155].

Rayons X et équilibre thermodynamique. — de Broglie (L.). [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 33-45].

Rayonnement noir et quanta de lumière. — de Broglie (L.). [*Journ. de Phys.* 3 (1922), 422-428].

Considérations de probabilité relatives à la loi du rayonnement. — Gumbel (E.-J.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922). 286-292]. — Nernst et Wulf avaient donné en 1919, une formule différant de celle de Planck par la présence d'un facteur $\frac{1}{1+\alpha}$, où α est un nombre positif variable dont le maximum est 0,07. Selon eux, ce facteur était nécessaire pour représenter exactement les expériences.

Bubens et Michel firent en 1921 de nouvelles expériences pour savoir exactement quelle formule représentait le rayonnement. Or, on peut étudier les différences présentées par les nombres qu'ils obtinrent avec la formule de Nernst et celle de Planck par 3 méthodes :

1. On peut essayer de voir si les différences se répartissent suivant la loi de Gauss, ou plus exactement de déterminer la valeur moyenne des écarts avec la loi. La formule la plus convenable sera celle qui donnera la plus faible valeur pour cet écart moyen. Or c'est celle de Planck.

2. On peut (méthode de la mesure collective de Bruns) essayer de développer les écarts en série dont les termes sont de la forme $c_\nu q_\nu(x)$, $q_\nu(x)$ étant la dérivée $\nu^{\text{ième}}$

de la fonction de Gauss $\frac{1}{\pi} e^{-x^2}$; la formule la plus convenable donnera les valeurs les plus faibles des c_ν. Là encore, on obtient la formule de Planck.

3. On peut enfin (méthode de la corrélation) dresser un tableau à double entrée donnant en colonnes les valeurs moyennes de $\frac{1}{1+\alpha}$ dans un intervalle et en lignes les variations dans le même intervalle de $C = \frac{c^2 h}{\lambda^5}$ d'une part et d'autre part de $C' = \frac{c^2 h}{\lambda^5}(1+\alpha)$. Or, les variations de C semblent indépendantes de α, tandis que celles de C' semblent suivre celles de $\frac{1}{1+\alpha}$. On a là une troisième raison pour préférer la formule de Planck. — A. Foch.

Sur la théorie des fluctuations. — **Krutkow (G.)** [*Zeits. f. Phys.*, 13 (1923), 203-205]. — En remplaçant dans le calcul, la formule approchée de Poisson par la formule exacte de Bernoulli, on simplifie le calcul de la vitesse de fluctuation. — R. Fortrat.

Thermodynamique et mécanique statistique. — **Fowler (R.-H.).** [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 497-516]. — Après avoir résumé ses travaux antérieurs sur le sujet, l'auteur montre que, dans un système en dissociation, la mécanique statistique permet de définir deux quantités T et S ayant les propriétés de la température et de l'entropie en thermodynamique. De même, le principe de Nernst, à savoir que dans un système la variation d'entropie pour un cycle isotherme réversible tend vers 0 au zéro absolu, résulte des mêmes principes statistiques. L'auteur attire l'attention sur le fait que toutes ses déductions ne reposent sur aucun principe de thermodynamique et qu'au contraire les lois de cette dernière discipline apparaissent comme des corollaires de la théorie exposée, au moins pour tous les systèmes qu'il a considérés. — A. Foch.

Fluctuations dans un ensemble en équilibre statistique. — **Darwin (C.-G.) et Fowler (R.-H.)** [*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 21 (1923), 391-404]. — Les auteurs établissent, par une méthode d'approximations asympotiques, les formules donnant les fluctuations de la répartition de l'énergie dans un ensemble contenant deux types de systèmes, la généralisation étant évidente. Puis ils font un calcul analogue donnant le nombre de systèmes de chaque type qui possèdent une énergie donnée ou qui (dans le cas des systèmes classiques) se trouvent dans un élément donné de l'extension en phase. Ils évaluent ensuite les fluctuations du second ordre (moyenne des carrés des écarts) dans la réaction du système sur les corps extérieurs, tels que les parois du récipient. Ils considèrent ensuite les ensembles où se produisent des associations et des dissociations de particules et calculent les fluctuations du degré de combinaison. Ils étendent finalement les résultats obtenus aux ensembles les plus généraux. — M. Courtines.

Sur la statistique des phénomènes enchaînés. — **Eggenberger (F.) et Polya (G.)** [*Zeits. f. Ang. Math.*, 3 (1923), 279-289]. — On rencontre dans la statistique des phénomènes tels que la production de l'un augmente les chances de production des autres. Par exemple, l'apparition de la petite vérole chez un habitant

d'une ville augmente les chances de contamination de toute la ville. Le mémoire actuel est une étude théorique de ce genre de probabilités et une application des résultats à la mortalité par variole en Suisse de 1877 à 1900 : cette mortalité obéit, ainsi que le montre un graphique, aux lois de probabilités enchaînées et non aux lois des probabilités indépendantes. — A. Foch.

Théorie statistique des fluctuations spontanées en énergie, pression et densité. — Kar (K.-C.) [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 672-679]. — Calcul donnant les résultats suivants ; les expressions de la fluctuation en énergie, à volume constant et à température constante, sont respectivement $\sqrt{\frac{2}{\gamma n f}}$ et $\frac{2}{f\sqrt{n}}$; celle de la fluctuation en pression ou densité à température constante $\frac{1}{\sqrt{n}}$; n est le nombre de molécules ; f, le nombre de degrés de liberté de chacune d'entre elles et γ, le rapport de l'énergie totale à l'énergie cinétique. Les expressions obtenues par Smoluchowski, Hauer, Fürth et Laue sont des cas particuliers de celles-ci. L'auteur indique les relations entre ces divers types de fluctuations pour le cas d'un gaz parfait. — C. Gutton.

La limite de validité de la loi des erreurs de Gauss, pour des causes d'erreur élémentaires indépendantes. — Bothe (W.) [*Zeits. f. Phys.*, 4 (1921), 161-177]. — La loi des erreurs de Gauss sert de base à un grand nombre de recherches physiques, soit que l'on observe les valeurs moyennes de certains phénomènes, soit que l'on décèle les fluctuations autour de ces moyennes ; les fluctuations des rayons α, la diffusion de la lumière par un corps isotrope homogène (Rayleigh, Einstein) sont des exemples de ces applications. Il est important de revoir les démonstrations des théorèmes fondamentaux sur les erreurs, afin d'éviter des applications erronées ; c'est ce que fait l'auteur de l'article. Il examine le cas où les erreurs élémentaires peuvent être dues à diverses causes indépendantes. Il est des cas où la loi de Gauss n'est pas valable ; d'autres, où les fluctuations ne sont pas données par la règle ordinaire. Les règles données par l'auteur permettent la discussion précise de chaque cas particulier.

L. Brillouin.

La loi de répartition de Helmert pour la somme des carrés des erreurs accidentelles d'observation. — Bortkiewicz (L.) [*Zeits. f. Ang. Math.*, 2 (1922), 358-375]. — Soit une observation faite avec une précision h_i et une erreur accidentelle ε_i. Helmert avait étudié les probabilités pour que l'expression $\Sigma h^2_i\, \varepsilon^2_i$ satisfit à certaines conditions, (par exemple ne pas dépasser une valeur donnée) lorsque la somme est étendue à n observations. L'article actuel retrouve les résultats d'Helmert par une méthode moins pénible que celle employée par ce dernier auteur et établit que, lorsque n croît indéfiniment, l'espérance mathématique pour que $\Sigma^n_1\, h^2_i\, \varepsilon^2_i$ soit comprise entre deux limites données tend vers la valeur que donne la loi de Gauss. — A. Foch.

La répartition de l'énergie. — Darwin (C.-G.) et Fowler (R.-H.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 450-479]. — La mécanique statistique détermine l'état d'équilibre d'un ensemble de très nombreux systèmes en le considérant comme l'état le plus probable ; elle prend généralement comme variable indépendante la température et non l'énergie. On peut simplifier beaucoup le calcul en cherchant l'état moyen au

lieu du plus probable; on évite ainsi l'approximation mal justifiée qui est introduite avec la formule de Stirling. On arrive d'ailleurs au même résultat.

On considère un système d'énergie totale donnée et on étudie toutes les complexions capables de le réaliser. Chacune d'elles est affectée d'un poids qui n'est autre que la probabilité à priori de Bohr, puis on calcule une moyenne selon le problème posé.

Soit par exemple à déterminer le nombre moyen $\overline{a_r}$ de molécules situées dans un élément v_r du volume total V. On décompose V en volumes partiels v_i tels que

$$\Sigma v_i = V,$$

chacun d'eux contenant a_i molécules, avec la condition

$$\Sigma a_i = A.$$

Le nombre total des complexions possibles est

$$\frac{M!}{a_1!\ a_2!\ a_3! \dots a_m!},$$

chacune d'elles étant affectée du poids $v_1^{a_1} . v_2^{a_2} \dots v_m^{a_m}$.

Le nombre des complexions affectées d'un poids vaut :

$$C = \Sigma_a \frac{M!}{a_1!\ a_2!\ a_3! \dots a_m!} v_1^{a_1} . v_2^{a_2} \dots v_m^{a_m}$$
$$= (v_1 + v_2 + v_3 + \dots + v_m)^M.$$

La moyenne de a_r est définie par

$$C\overline{a_r} = \Sigma_a a_r \frac{M!}{a_1!\ a_2! \dots a_m!} v_1^{a_1} v_2^{a_2} \dots v_m^{a_m}$$
$$= M v_r (v_1 + v_2 + \dots + v_m)^{M-1}$$
$$\overline{a_r} = M \frac{v_r}{V}.$$

La théorie des quanta intervient en modifiant la façon dont le poids doit être calculé (hypothèse adiabatique ou principe de correspondance).

Le calcul de la moyenne fait toujours intervenir le coefficient d'une puissance définie de z dans le développement des fonctions telles que

$$(p_0 z^{\alpha} + p_1 z^{2\alpha} + p_2 z^{3\alpha} + \dots)^M (q_0 z^{\beta} + q_1 z^{2\beta} + q_2 z^{3\beta} + \dots)^N.$$

Dans le calcul de ce coefficient on peut remplacer la somme par une intégrale sans passer par la formule de Stirling, à l'aide d'une intégrale de variable complexe. Considérons par exemple deux groupes d'oscillateurs de Planck pouvant avoir respectivement les énergies 0 ou $r\varepsilon$ pour le type A, 0 ou $s\eta$ pour le type B, avec les conditions rectrictives

$$\Sigma_r a_r = M \quad \Sigma_s b_s = N$$

$$\Sigma_r r.\varepsilon.a_r + \Sigma_s s.\eta.b_s = E.$$

E étant l'énergie totale. Le nombre des complexions possibles est

$$C = \Sigma_{ab} \frac{M!}{a_1!\,a_2!\,a_3! \dots a_m!} \cdot \frac{N!}{b_1!\,b_2!\,b_3! \dots b_n!}$$

et l'énergie moyenne des oscillateurs est définie par

$$\overline{CE_A} = \Sigma_{ab} \frac{(\Sigma_r r \varepsilon a_r) M! N!}{a_1! a_2! a_3! \dots a_m! b_1! b_2! b_3! \dots b_n!}.$$

C et $\overline{CE_A}$ sont exprimés par les coefficients de z^E dans :

$$(1 + z^\varepsilon + z^{2\varepsilon} + \dots)^M (1 + z^\eta + z^{2\eta} + \dots)^N = (1 - z^\varepsilon)^{-M} (1 - z^\eta)^{-N}$$

et

$$\left\{ z \frac{d}{dz} (1 + z^\varepsilon + z^{2\varepsilon} + \dots)^M \right\} (1 + z^\eta + z^{2\eta} + \dots)^N = z \frac{d}{dz} (1 - z^\varepsilon)^{-M} (1 - z^\eta)^{-N}$$

$$= \left\{ - Mz \frac{d}{dz} \log (1 - z^\varepsilon) \right\} (1 - z^\varepsilon)^{-M} (1 - z^\eta)^{-N}.$$

Leurs valeurs sont données par les intégrales :

$$C = \frac{1}{2\pi i} \int_\gamma \frac{dz}{z^{(E+1)}} \cdot \frac{1}{(1 - z^\varepsilon)^M (1 - z^\eta)^N}$$

$$\overline{CE_A} = \frac{1}{2\pi i} \int_\gamma \frac{dz}{z^{E+1}} \frac{- Mz \frac{d}{dz} \log (1 - z^\varepsilon)}{(1 - z^\varepsilon)^M (1 - z^\eta)^N}$$

de la variable complexe z prise le long d'un cercle de rayon inférieur à 1 décrit autour de $z = 0$ comme centre. Ces intégrales peuvent se calculer très simplement en fonction de la valeur θ de z telle que

$$\frac{d}{dz} \left\{ z^{-E} (1 - z^\varepsilon)^{-M} (1 - z^\eta)^{-N} \right\} = 0$$

c'est-à-dire

$$E = \frac{M\varepsilon}{\theta^{-\varepsilon} - 1} + \frac{N\eta}{\theta^{-\eta} - 1}$$

d'où très approximativement

$$\overline{CE_A} = - M\theta \frac{d}{d\theta} \log (1 - \theta^{-\varepsilon}) C = \frac{M\varepsilon}{\theta^{-\varepsilon} - 1}.$$

θ joue le rôle d'une température. Elle est reliée à la température thermodynamique par la relation

$$\theta = e^{-\frac{1}{kT}}.$$

Le calcul est conduit dans d'autres cas, notamment dans celui des molécules et conduit à la loi de répartition de Maxwell.

Cette méthode de calcul des moyennes est très commode pour le calcul des fluctuations.

On trouvera aussi dans ce mémoire une méthode commode de calcul pratique d'intégrales de la forme

$$\int_\gamma F(z) [\Phi(z)]^E \frac{dz}{z}.$$

R. Fortrat.

L'effet de la rugosité de la surface sur la dispersion de boulets de canon tombant dans l'air. — **Brown (F.-C.)** [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 105-106]. — Il s'agit de la constante de dispersion de boulets de canon abandonnés en chute libre dans l'air. On a comparé dans ce but les distances des points d'impact de boulets sphériques lisses, et de boulets sphériques dont la surface était creusée de petites excavations sphériques. Le coefficient de dispersion s'est montré plus petit d'environ 50 p. 100 pour ces derniers. — L. Brüninghaus.

Une théorie de la dispersion optique basée sur l'hypothèse du quantum. — **Darwin (C.-G.)** [*Nat.*, **110** (1922), 841-842]. — Cette note esquisse une théorie de la dispersion basée sur l'hypothèse du quantum qui sera exposée ultérieurement d'une façon plus complète. — L. Brüninghaus.

La signification, dans la théorie des quanta, du nombre des électrons de dispersion. — Le rapport des deux raies D de la vapeur de sodium. — **Ladenburg (R.)** [*Zeits. f. Phys.*, **4** (1921), 451-471]. — La théorie électronique de de la dispersion conduit à relier l'énergie J_{El} rayonnée par les électrons, leur nombre $\mathfrak{N}$ et la densité u_0 du rayonnement en équilibre par la formule

$$J_{El} = \frac{\pi e^2}{m} \mathfrak{N} u_0.$$

Ce nombre $\mathfrak{N}$ peut donc être obtenu par des mesures d'émission, d'absorption, de dispersion, de rotation magnétique. La théorie des quanta, d'autre part, relie l'énergie diffusée J_Q au nombre N_i des atomes à l'état i par la formule

$$J_Q = N_i \frac{g_k}{g_i} a_{ki} \frac{c^3}{8\pi \nu_{ik}^2} u_{ik}.$$

a_{ik} est la probabilité du passage spontané d'un atome de l'état k à l'état i avec rayonnement de fréquence ν_{ik}; g_i et g_k sont des constantes caractéristiques des états i et k. Le rapprochement des deux théories conduit à écrire

$$\mathfrak{N} = N_i \frac{g_k}{g_i} a_{ki} \frac{\tau}{3}.$$

Dans cette formule, $\tau = \frac{3mc^3}{3\pi^2 e^2 \nu_{ik}^2}$ désigne l'amortissement propre d'un oscillateur de fréquence ν_{ik} tel que le donne la théorie classique. $\mathfrak{N}$ et τ proviennent donc de la théorie électronique, les autres symboles de la théorie des quanta.

L'expérience montre que $\mathfrak{N}$ décroît constamment, au cours d'une série spectrale, à mesure que le rang s'élève. C'est le cas pour les deux premiers termes de la série de Balmer de l'hydrogène ainsi que pour les séries principales des métaux alcalins. Ce fait correspond à une décroissance de la probabilité a_{ki}, due à la multiplication des retours possibles à partir de l'état k.

La discussion des nombreuses mesures faites jusqu'à ce jour sur les raies D du sodium conduisent à poser $\frac{\mathfrak{N}_{D_2}}{\mathfrak{N}_{D_1}} = 2{,}0$. Dans l'hypothèse où la vie moyenne des deux états initiaux est la même, ce résultat signifie que l'état initial $2p_2$ est deux fois plus probable que $2p_1$. — M. Courtines.

Mécanisme du quantum dans l'atome. — [*Nat.*, **110** (1922), 23]. — Cette note est l'analyse d'une communication faite par E.-T. Whittaker à la Royal Society d'Edimbourg.

L'auteur montre dans ce travail qu'il est possible d'expliquer d'une façon

satisfaisante les phénomènes où interviennent les quanta, d'après l'électrodynamique classique, sans postuler de structure particulière de l'atome autre que celle par laquelle on explique d'ordinaire l'aimantation induite.

L. Brüninghaus.

Sur le mécanisme atomique du quantum de Whittaker. — **Lorentz** (**H.-A.**) [*Proc. Amst.*, **25** (1923), 414-422]. — Whittaker a proposé récemment [*Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, **42** (1922), 129], un modèle qui rend compte dans une certaine mesure des propriétés « quantiques » de l'atome et, en particulier, du fait que, dans la rencontre avec un électron, celui-ci perd une quantité définie d'énergie. Il suppose qu'un « courant magnétique », analogue au courant induit dans une particule diamagnétique, est produit dans l'atome, la force correspondante tendant à arrêter l'électron.

L'auteur modifie les équations fondamentales de l'électrodynamique en tenant compte de l'hypothèse du courant magnétique ; il montre qu'à l'aide de 4 potentiels retardés (deux scalaires et deux vecteurs), on peut exprimer les valeurs des 2 champs électrique et magnétique. Il applique ceci au modèle de Whittaker, où le magnétisme est distribué uniformément sur un anneau circulaire et détermine les mouvements de l'anneau magnétique et de l'électron.

1° si l'électron ne traverse pas l'anneau, ou le traverse 2 fois dans des sens opposés, le mouvement initial n'est pas altéré par la rencontre.

2° si l'électron traverse une seule fois l'anneau, il perd une quantité d'énergie déterminée

$$\frac{ake}{c}\theta_0 + \frac{a^2k^2e^2}{2c^2Q},$$

a, rayon de l'anneau ; Q, son moment d'inertie ; θ_0, sa vitesse angulaire initiale.

L'auteur examine le cas $\theta_0 = 0$, présente quelques remarques sur la façon d'obtenir un anneau de magnétisme, et envisage l'hypothèse de Whittaker surtout comme fournissant un critérium permettant de décider si les rencontres sont ou non effectives. Une généralisation du modèle et quelques applications nouvelles sont rapidement indiquées. — E. Darmois.

Sur le mécanisme du quantum de Whittaker. — **Allen** (**H.-St.**) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 198-202]. — On donne ici une brève description du mécanisme de Whittaker, qui oblige tout échange entre l'énergie cinétique des électrons et l'énergie rayonnante à se conformer à la condition du quantum. L'auteur suggère ensuite une forme modifiée de ce mécanisme, qui consiste en deux magnétons, ou deux électrons en anneau, placés à proximité l'un de l'autre et avec leurs plans parallèles. Il est indiqué que le mécanisme du quantum donne la loi de force postulée par Langmuir dans son modèle d'atome statique, qui conduit à des résultats identiques à ceux obtenus au moyen des orbites circulaires de la théorie de Bohr. — L. Brüninghaus.

La théorie des quanta. — **Hunter** (**R.-F.**) [*Chem. News*, **127** (1923), 145 147 ; 166-169]. — Exposé élémentaire. — L. Brillouin.

Les expériences de Stern et Gerlach et la théorie des quanta. — **Eintstein** (**A.**) et **Ehrenfest** (**P.**) [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 31-35]. — Stern et Gerlach ont étudié l'orientation du moment magnétique des atomes d'argent dans un champ intense. Les auteurs voudraient expliquer les résultats de ces expériences par la théorie des quanta. Ils examinent plusieurs solutions possibles du problème et montrent que ni l'une ni l'autre ne sont satisfaisantes. — M. Hanot.

Une propriété remarquable des mouvements obéissant à la loi des quanta. — **Schrödinger (E.)** [*Zeits. f. Phys.*, **12** (1922), 13-23]. — D'après la théorie de Weyl, lorsqu'un électron, dans son mouvement, engendre une trajectoire invariable, la mesure de cette ligne, considérée à partir d'un point quelconque pendant une période, doit être multipliée par un certain « facteur d'étendue ». L'auteur montre, dans différents cas, que ce facteur est une puissance entière de $e^{\frac{h}{\gamma}}$, γ étant une constante universelle. — M. Hanot.

La théorie des quanta et les isotopes. — **Nicholson (J.-W.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 801-817]. — Suite de considérations théoriques assez peu liées entre elles. D'abord l'auteur discute les propriétés éventuelles d'un électron intra-atomique ayant un mouvement rectiligne pendulaire (« Pendelbahnen »). Cet électron traverserait le noyau avec la vitesse de la lumière et ne s'en écarterait de part et d'autre que de 10^{-14}cm environ, soit moins que le rayon de l'électron. — Pas de désaccord au point de vue spectral. — Le passage à travers le noyau n'est pas nécessairement réel ; d'ailleurs, l'auteur envisage la pénétration mutuelle d'un électron et d'un noyau comme possible.

Puis l'auteur examine le système de deux protons gravitant autour d'un électron (le modèle de Bohr inversé, selon Lenz), isotope possible de l'hydrogène. Le spectre serait très peu différent de celui de l'hydrogène. De là, la grandeur probable des écarts entre les spectres d'isotopes d'éléments plus complexes ; l'auteur conclut enfin que les noyaux ne sont probablement pas formés seulement d'hydrogène. — F. Wolfers.

Sur le pendule de Rayleigh. — **Krutkow (G.) et Fock (V.)** [*Zeits. f. Phys.* **13** (1923), 195-202]. — Il s'agit de trouver des invariants adiabatiques sans faire aucune autre approximation que de supposer la variation des paramètres infiniment lente ; le calcul est conduit sans approximation pour le pendule de Rayleigh, c'est-à-dire pour le pendule de longueur variable. — R. Fortrat.

Sur une condition générale pour la quantification des mouvements périodiques. — **Trkal (V.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **3** (1922), 48-49]. — En désignant par ν_r les fréquences correspondant aux k quantités à quantifier ($r = 1, 2... k$) ; $n_r h$, les quanta ; L, la fonction de Lagrange ; $\overline{L}$, sa moyenne dans le temps, on doit avoir :

$$\delta \left(\sum_{r=1}^{k} n_r h \nu_r - \overline{L} \right) = 0,$$

les grandeurs à faire varier étant les grandeurs à quantifier. — G. Bruhat.

Sur la quantification de l'oscillateur asymétrique et le spectre élastique. — **Tartakowsky (P.)** [*Zeits. f. Phys.*, **15** (1923), 153-158]. — Communication, faite en septembre 1921, au Congrès de Kiew de la *Société de physique Russe*. — L'auteur reprend la théorie de Debye sur les vibrations élastiques du corps solide ; il montre que l'approximation de Debye n'est valable que si le nombre de quanta ne dépasse pas une certaine limite. Il résulte de son calcul que chacune des raies du spectre élastique possède une structure fine, et que son centre de gravité est déplacé par rapport à la position qui correspond aux vibrations purement harmoniques. — G. Bruhat.

Un cas remarquable de quantification. — **Ehrenfest (P.) et Breit (G.)** [*Proc. Amst.*, **25** (1922), 2-5]. — L'application brutale des règles de quantification conduit parfois à des paradoxes. Les auteurs nous en donnent un exemple et, dans le cas qu'ils considèrent, la difficulté peut être levée par une intéressante application du principe de correspondance. Considérons un dipôle électrique tournant d'un mouvement continu, de pulsation ω, autour d'un axe passant par son centre de symétrie. La théorie des quanta nous enseigne que le moment angulaire du dipôle doit être un multiple entier de $\frac{h}{2\pi}$ (h = constante de Planck). Mais supposons maintenant que le dipôle, ayant effectué un nombre f (entier, fractionnaire ou incommensurable) de rotations 2π dans un sens, vienne frapper un butoir élastique, effectue ensuite f rotations en sens inverse, frappe un nouveau butoir et ainsi de suite. A la quasi-période $\frac{2\pi}{\omega}$, se superpose alors la période $4f.\frac{2\pi}{\omega}$ et la théorie des quanta affirme cette fois l'égalité du moment angulaire à un nombre entier de fois $\frac{h}{8\pi f}$. Or, c'est ici qu'apparait le paradoxe, cette dernière expression ne tend pas vers $\frac{h}{2\pi}$ quand f tend vers l'infini. Mais, pour les très grandes valeurs de f, le principe de correspondance joint au développement du mouvement en série de Fourier montre que, lors de la variation brusque du moment angulaire (par exemple par absorption ou émission de rayonnement), la variation du nombre de quanta (le nombre entier des formules précédentes) a une très grande probabilité d'être égal à $4f$. En passant à la limite pour $f = \infty$, le moment angulaire ne peut varier que de quantités égales à $4f.\frac{h}{8\pi f} = \frac{h}{2\pi}$ et la contradiction est levée. Il reste d'ailleurs quelques difficultés signalées en fin d'article par les auteurs ; l'exemple cité par eux n'en est pas moins très instructif et éclaire vivement la signification et le caractère statistique du principe de correspondance. — L. de Broglie.

Sur l'application de la théorie des quanta à la structure de l'atome. — I. Les postulats fondamentaux de la théorie des quanta. — **Bohr (N.)** [*Zeits. f. Phys.*, **13** (1923), 117-165]. — Exposé et examen critique des grandes lignes de la théorie des quanta. Cet article est le premier d'une série de mémoires dont le but est de discuter systématiquement tous les problèmes qu'on rencontre dans l'étude de la constitution des atomes.

Le premier chapitre est consacré aux trajectoires stationnaires. Elles sont définies avec une grande approximation par les lois de l'électrodynamique et leurs équations peuvent êtres mises sous la forme canonique.

La théorie des quanta intervient pour déterminer les trajectoires stables par les conditions.

$$J_i = n_i h,$$

où n_i est un entier ; h, la constante de Planck ; J_i est le moment d'une variable ω_i caractérisant une période du système. Ces trajectoires sont d'abord déterminées en l'absence de tout champ extérieur, puis en présence de ce champ.

Les phénomènes atomiques produits par un champ extérieur sont déterminés en grande partie par le principe des adiabatiques : on admet que les lois ordinaires

de l'électrodynamique sont à peu près valables lorsque la transformation a lieu dans un temps assez long, au moins de l'ordre de grandeur de la période des particules en mouvement. Le principe des adiabatiques est d'une importance fondamentale dans la détermination des trajectoires stables.

Le deuxième chapitre s'occupe de l'émission du rayonnement. Le raccordement avec la théorie classique est obtenu par le principe de correspondance qui fait dépendre la fréquence émise de toutes les fréquences présentes dans les mouvements stationnaires. Le principe de correspondance aide à déterminer les trajectoires stables et la nature du rayonnement, notamment au point de vue de sa polarisation.

Pourtant, l'application de la théorie classique de l'électrodynamique a donné des résultats exacts et celle-ci doit être, au moins en partie, d'accord avec la théorie des quanta. Le troisième chapitre est consacré aux moyens par lesquels on a essayé d'établir la liaison et surtout au principe de couplage. Les théorèmes de la conservation de l'énergie et du moment d'impulsion ne sont pas valables séparément sans modification. En particulier le rayonnement possède un certain moment d'impulsion emprunté au mouvement de l'électron.

Dans les applications des théorèmes de la conservation de l'énergie et du moment d'impulsion, les principes de correspondance et des adiabatiques prennent une importance prépondérante à cause de l'universalité de leurs applications. Ils doivent être considérés comme uniquement quantistes, mais ils donnent l'espoir de découvrir une généralisation des théories électromagnétiques qui conserve les caractères principaux de la théorie des quanta et puisse être dégagée de sa forme actuelle. — R. Fortrat.

Calcul des intégrales que l'on rencontre dans la théorie des quanta. — Epstein (P.-S.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 8 (1922), 166-167]. — L'auteur discute le procédé de calcul de l'intégrale $J = 2\int_a^b \sqrt{f(q)}\,dq$, donné par E.-C. Kemble [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 7 (1921), 283]. Il réfute les objections de Kemble relatives à deux méthodes de calcul préconisées et employées par d'autres auteurs (Riemann, Sommerfeld, Epstein et Tank). — Mg.-J. Rivière.

Le calcul des variations, au service de la théorie des quanta. I. Une méthode de calcul des variations; II. Application numérique de la méthode; III. Remarques critiques sur la théorie de la dispersion. — Epstein (P.-S.) [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1922), 211-228; 305-320; 9 (1922), 92-110]. — Importants mémoires sur les théories de mécanique rationnelle adaptées aux problèmes des quanta; ce travail paraîtra en anglais dans la *Physical Review*.

L'auteur, a qui l'on doit de très sérieuses contributions à la théorie des quanta (en particulier sur l'effet Stark), s'est attaché à étendre le champ d'action de la théorie, en utilisant les méthodes de variations de Delaunay [Théorie du mouvement de la Lune. *Mém. Acad. Sc.*, 28, 29, (1860, 1867) Paris]. Une conférence, donnée en 1919 au Congrès scientifique suisse lui avait permis de donner un premier aperçu des résultats [*Verh. der Schweiz. Naturforscher. Ges.*, 2 (1920), 83]. La méthode suivie consiste en une suite d'approximations successives au moyen de mouvements quasi-périodiques; (l'auteur emploie le terme de « mouvements périodiques forcés », bedingt periodische Bewegungen). On sait que ces mouvements se prêtent aisément à la quantification; on peut ainsi arriver à former un mouvement quasi-périodique, qui différera aussi peu que l'on voudra

du mouvement réel. Les cas ainsi résolus sont beaucoup plus généraux que les problèmes à variables séparées de Stœckel; et Epstein nous explique ainsi comment les postulats de quanta sont applicables à des mouvements infiniments plus complexes que ceux traités jusqu'à maintenant.

A chaque étage d'approximation, on peut trouver deux types différents de mouvements. Ce point avait été noté par Delaunay et Poincaré [*Les Méthodes nouvelles de la Mécanique céleste*, t. 2, p. 200, Paris, 1893]; mais Whittaker avait omis cette distinction [*Analytical Dynamics*, p. 404, Cambridge, 1917].

Epstein a étendu le champ d'action de la méthode de Delaunay, et discuté son application. Le point important, sur lequel il faut insister, c'est que les postulats de quanta permettent ainsi de définir toujours nettement les mouvements quantifiés et les niveaux d'énergie qui leur correspondent. Bohr avait pensé [*Kgl. Danske Vedensk. Selsk.*, *Naturvid. Afd.*, 8 *Raekke*, **4** (1918), 1], qu'en dehors des problèmes à variables séparées, la définition des niveaux d'énergie devenait « floue » ; il n'en est rien ; dans le cas général, la précision est toujours complète. On pourrait s'en douter, au point de vue du physicien : rien, dans les apparences spectrales, ne distingue les problèmes que nous avons su résoudre ; tous les spectres donnent des raies fines et des niveaux d'énergie bien déterminés, même pour des modèles d'atomes inextricables pour nos méthodes actuelles de mécanique rationnelle.

L'exposé de la méthode fait l'objet des mémoires I et II où l'on trouvera une discussion très approfondie, et les formules applicables aux deux cas possibles.

Dans la troisième partie, l'auteur tente d'appliquer la méthode au problème de la dispersion ; on sait que les formules de dispersion, et en particulier la dispersion anomale, s'interprétaient fort bien dans l'ancienne théorie électromagnétique. La théorie des quanta n'a pu, jusqu'à présent, fournir aucune explication convenable pour ces résultats pourtant classiques.

On pouvait penser que la cause de cet insuccès résidait dans le caractère incomplet des calculs faits par les auteurs précédents (Debye, Sommerfeld, Davysson, etc.). Epstein s'est trouvé en mesure, grâce à la très remarquable méthode mathématique qu'il a mise au point, de traiter le problème en toute rigueur. La difficulté reste entière. — L'auteur examine les mouvements quantifiés que peut prendre un électron gravitant autour d'un noyau d'hydrogène, lorsqu'agit un champ électrique extérieur alternatif, dû à une onde lumineuse incidente . Il calcule ensuite, au moyen du postulat de quanta, la réaction sur le champ incident, et la valeur de l'*indice optique* du milieu.

La contradiction flagrante vient de ce que la théorie, ainsi conduite, ferait prévoir des bandes d'absorption pour les ondes provoquant une résonance mécanique directe sur l'édifice atomique. Or ces bandes se produisent, en réalité, non pas sur la fréquence du mouvement de l'électron, mais sur la fréquence de la raie d'émission, fréquence donnée par les conditions de Bohr et les formules de Balmer.

Il y a donc là une incompatibilité complète; l'arrêt dans le développement de la théorie des quanta est dû, non seulement aux difficultés mathématiques très grandes qui se présentent, mais surtout au caractère formel trop rigide des postulats de quanta. Nous n'avons pas actuellement l'énoncé complet des lois qui régissent les actions réciproques entre la matière et le champ électromagnétique. Le principe de correspondance de Bohr nous est un guide précieux, mais non la solution de l'énigme, et la théorie de la dispersion ne pourra être retrouvée que par une refonte des postulats de quanta en une loi unique.

L. Brillouin.

Sur la quantification des systèmes mécaniques perturbés. — **Born (M.) et Pauli (W. jr.)** [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 137-158]. — Les auteurs cherchent, dans ce mémoire, à étendre à la mécanique des quanta les méthodes les plus modernes de la mécanique céleste.

Ils supposent que, lorsque la perturbation n'existe pas, l'intégration peut être effectuée par la méthode de la séparation des variables, et que la fonction d'Hamilton du système perturbé peut être développée en série par rapport à un paramètre λ :

$$H = H_0 + \lambda H_1 + \lambda^2 H_2 + \ldots$$

Ils donnent les formules permettant d'obtenir la fonction H_n au moyen de n intégrations et d'effectuer ces intégrations à l'aide de développements en série de Fourier.

Ils peuvent ainsi montrer que l'existence de perturbations séculaires est liée à la dégénérescence du système primitif. Dans le cas où le système non perturbé n'est pas dégénéré, le système perturbé ne peut présenter que les fluctuattons des éléments des orbites sans perturbations séculaires ; pour des forces pertubatrices infiniment petites, les fréquences sont finies, et les amplitudes sont proportionnelles aux forces perturbatrices. Au contraire, dans les cas de dégénérescence du système primitif, on obtient des perturbations séculaires : les amplitudes sont finies, et les fréquences proportionnelles aux forces perturbatrices. En appliquant ces résultats au mouvement des planètes, on voit que l'existence de perturbations séculaires est liée à la dégénérescence du mouvement képlérien. On retrouve ainsi un théorème de Laplace : les longueurs des grands axes des orbites planétaires ne subissent pas de perturbations séculaires.

Enfin les auteurs étudient la convergence des séries employées ; il résulte des travaux de Poincaré que, quelque petite que soit la fonction pertubatrice, et sauf des cas exceptionnels, ces séries ne sont pas convergentes au sens strict du mot. Mais, en arrêtant leur développement à un terme convenable, elles représentent le mouvement avec une grande approximation, pendant des temps pratiquement très longs. L'intégration du mouvement d'un système mécanique perturbé n'est jamais possible en toute rigueur et, dans tous les cas, qu'il s'agisse des raies de l'hélium ou des raies de Balmer soumises à des champs électriques et magnétiques croisés, on doit prévoir des raies diffuses. Mais, dans le premier cas, la largeur des raies doit être très faible, et leur position doit pouvoir se calculer avec une bonne approximation par les méthodes indiquées. Il serait intéressant de pouvoir préciser davantage ces conclusions : les difficultés mathématiques rencontrées sont les mêmes qui ont empêché jusqu'ici de démontrer la stabilité du système planétaire.

G. Bruhat.

Sur la chaleur spécifique des corps aux hautes températures et sur la quantification des vibrations d'amplitude finie. — **Schrödinger (E.)**. [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 170-176]. — Born et Brody, en employant la quantification des vibrations d'amplitude finie, ont montré qu'aux hautes températures, l'écart à partir de la loi de Dulong et Petit est proportionnel à la température absolue. Cet écart, qui est dû essentiellement au caractère non quadratique de la fonction énergie, doit pouvoir se retrouver par la mécanique statistique classique dont l'application est toujours permise aux hautes températures ; c'est ce que montre l'auteur. Il montre aussi comment on peut retrouver un peu plus brièvement certains des résultats mathématiques de Born et Brody.

L. de Broglie.

Sur l'interprétation des spectres compliqués (manganèse, chrome etc.) d'après la méthode des quanta internes. — **Sommerfeld (A.)** [*Ann. der Phys.*, 70 (1923], 32-63]. — Ce très important mémoire contient une théorie des séries spectrales récemment découvertes par Catalan dans les spectres jusqu'ici mal débrouillés du manganèse et du chrome. En même temps qu'il rattache les spectres nouveaux aux spectres de séries bien classés des alcalins et des alcalino-terreux, il laisse prévoir des complications encore plus grandes dans les spectres des métaux de la famille du fer et il indique les grands traits de la théorie qui semble devoir s'appliquer à tous les cas.

Le point de départ des considérations de A. Sommerfeld se trouve déjà nettement posé dans la 3e édition de son ouvrage « Atombau und Spektrallinien ». Il s'agit de l'introduction des nombres entiers j, dits *quanta internes*, attachés à chaque niveau individuel dans un groupe de niveaux énergétiques de l'atome (deux pour un doublet, trois pour un triplet, etc.). Ces quanta internes j, ajoutés aux quanta azimutaux k et aux quanta globaux n, permettent de spécifier d'une manière complète et satisfaisante tous les spectres de doublets et de triplets connus. La fécondité de leur emploi réside dans l'introduction d'un principe de sélection analogue à celui qui a été établi par Bohr pour le quantum azimutal, et qui s'exprime en disant que pour toute raie observable, la variation de j ne dépasse pas 1 en valeur absolue.

C'est sur les mêmes principes que Sommerfeld fait la théorie des séries diffuses découvertes par Catalan dans les spectres d'arc du manganèse. Seulement ici, à la différence des alcalino-terreux, le niveau p est triple ; le niveau d, quintuple ; le niveau b, probablement septuple. A côté de ces niveaux, il en existe d'autres, correspondant aux niveaux simples S, P, D, B, des alcalino-terreux et qui, ici encore, sont simple, triple, quintuple, etc. De la combinaison de ces niveaux, telle qu'elle est régie par le principe de sélection de Sommerfeld, résultent les nonuplets et multiplets observés par Catalan. Inversement, les observations de Catalan peuvent servir à déterminer la valeur du quantum interne j attaché à chacun des niveaux du manganèse. Des considérations semblables s'étendent au chrome, dont le spectre d'arc ressemble au spectre d'étincelle du manganèse.

Les valeurs du quantum interne j déterminée de la sorte présentent, lorsqu'on s'élève dans la série des étages s, p, d, b, etc., ou S, P, D, B, etc., une loi de succession remarquable : l'ordre maximum j de multiplicité des étages va en croissant jusqu'à une certaine limite, à partir de laquelle il demeure constant. Cette loi empirique complète et corrige la loi de *permanence des multiplicités* établie d'abord par Sommerfeld dans le cas des alcalins et des alcalino-terreux.

Théoriquement, la loi précédente est expliquée d'une façon extrêmement profonde en faisant appel aux idées de Landé et de Heisenberg sur l'interprétation cinématique des quanta internes. A. Sommerfeld montre qu'elle résulte nécessairement de l'application de la théorie des quanta à la structure des atomes à triplets. Il établit une loi très analogue pour les atomes à doublets, et prévoit ce que sera pour ceux-ci la loi de croissance des multiplicités pour les étages successifs (tous d'ordre pair). Des applications très importantes de ces vues sont faites au spectre du néon, récemment analysé par Paschen. On montre également la connexion étroite des spectres d'atomes complexes avec les propriétés magnétiques de ces atomes.

Le mémoire de Sommerfeld apporte une contribution théorique de très grande importance à la spectroscopie et au magnétisme. Il suggère beaucoup d'expériences ou de mesures de contrôle.

L. Bloch.

Remarques sur la quantification des systèmes qui ne sont pas quasi-périodiques. — Smekal (A.) [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 294-303]. — L'auteur critique les travaux récents de P. Epstein [*Zeits. f. Phys.*, **8** (1922), 211 et 305] et de Born et Pauli [*Zeits. f. Phys.* **10** (1922), 137]. Ces recherches indiquaient des méthodes d'approximations successives, permettant de trouver les lois de quanta pour des systèmes mécaniques très généraux. Le premier auteur concluait à la possibilité d'une quantification précise, dans la plupart des cas; les seconds affirmaient que cette quantification ne peut en général pas se faire avec exactitude.

Smekal remarque que les méthodes proposées ne sont pas satisfaisantes ; on peut démontrer qu'il est impossible qu'elles donnent une solution *continue* mais qu'elles résolvent seulement des cas particuliers; il est alors impossible de leur appliquer la loi d'invariance adiabatique et le principe de correspondance, car toute variation, même infime, des paramètres produit une perturbation profonde dans la suite des approximations.

L'auteur pense que, dans la structure normale des atomes, on n'a pas affaire normalement au problème le plus général, mais que des conditions restrictives limitent les variations possibles ; l'expérience des spectres montre que le nombre des degrés de liberté nécessaires pour expliquer les raies est bien inférieur au nombre total des degrés de liberté du système mécanique qui constitue l'atome. Il est donc inutile de chercher à appliquer les quanta à ce système général; il faut chercher les solutions très particulières, qui sont quasi périodiques. La loi d'invariance adiabatique ne sera d'ailleurs à appliquer que pour des variations « possibles », c'est-à-dire des variations qui satisfassent aux conditions restrictives imposées.

De très nombreuses références et notes documentent cet article.

L. Brillouin.

Supplément au travail antérieur : « Remarques sur la quantification des systèmes périodiques. — Smekal (A.) [*Zeits. f. Phys.*, **15** (1922), 58-60]. — L'auteur montre l'avantage de la terminologie introduite par Bohr sur celle que l'on employait auparavant, au sujet des transformations « mécaniques » des états stationnaires des systèmes d'atomes. — M. Hanot.

Sur la quantification de molécules en rotation. — Kramers (H.-A.) *Zeits. f. Phys.*, **13** (1923), 343-350]. — **Sur la théorie des spectres de bandes.** — Kramers (H.-A.) et Pauli (W.) [*Zeits. f. Phys.*, **13** (1923), 351-367]. — Le problème mécanique et quantiste de la rotation des molécules n'a été examiné jusqu'ici que dans des cas particuliers, lorsque la molécule est symétrique ou formée de deux atomes identiques et qu'alors le moment d'impulsion des électrons tournant a la même direction que la droite qui les joint. Si au contraire ce moment est orienté de façon quelconque, on trouve pour l'énergie de rotation d'une molécule

$$E = \frac{1}{2A}(P - S_1)^2 + \frac{1}{2B}(Q - S_2)^2 + \frac{1}{2C}(R - S_3)^2, \qquad (1)$$

où A, B, C, sont les moments d'inertie principaux de la molécule pris comme axes de coordonnées; P, Q, R, les composantes du moment d'impulsion J de la molécule; S_1, S_2, S_3, les composantes du moment d'impulsion de l'électron.

La condition introduite par la théorie des quanta :

$$J = m\frac{h}{2\pi}$$

acquiert une interprétation géométrique simple par la considération de l'ellipsoïde (1) et de la sphère :

$$J^2 = P^2 + Q^2 + R^2.$$

La discussion des positions relatives possibles de ces deux surfaces donne des renseignements sur les spectres de bandes produits par le mécanisme envisagé et qui se réduit à un corps solide mobile portant l'axe d'un gyroscope intérieur.

Etude détaillée des spectres infra-rouges des acides halogénés et des spectres de l'oxygène découvert par Runge. Il semble que la branche négative ne continue pas la branche positive.

En réalité la complexité de la structure des bandes semble indiquer l'existence de plusieurs configurations d'électrons avec à peu près la même énergie de rotation. Il semble que la rotation de l'électron dans les bandes du spectre visible soit influencée par la rotation de la molécule. Il faudrait alors introduire, au lieu de m, trois sortes de quanta : les nombres n de quanta principaux; k, de quanta caractérisant la déformation de la trajectoire et j, caractérisant un mouvement de précession de vitesse angulaire ω_j dont le rapport avec la vitesse de rotation ω_m de la molécule caractériserait la nature des bandes dont il existerait deux types très différents suivant que l'on aurait

$$\omega_m \gg \omega_j \quad \text{ou} \quad \omega_j \gg \omega_m.$$

Le calcul de l'effet Zeeman n'offre aucune difficulté si on admet que la molécule est rigide et conserve le même moment magnétique pendant la rotation. On trouve que la décomposition est à l'écart normal dans un rapport de même ordre de grandeur que celui de 1 à m. La comparaison avec l'expérience indiquerait que la trajectoire de l'électron n'est pas entraînée par la molécule en rotation.

Le calcul de l'effet Stark montre que l'effet doit toujours se produire sur la raie $m = 0$ et ne doit exister sur les raies de numéro d'ordre plus élevé que si le moment d'impulsion de l'électron est parallèle à la droite qui joint les noyaux des deux atomes de la molécule. — R. Fortrat.

La théorie des quanta et les phénomènes électromagnétiques. — **Wilson** (W.) [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1923), 478-484]. — Rappel des principes fondamentaux de la théorie des quanta. Application au mouvement d'une particule électrisée dans un champ électromagnétique dans la théorie de la relativité. En appelant p une coordonnée; e, la charge de la particule; A, une composante du potentiel vecteur dans l'espace à quatre dimensions, puis en posant

$$\pi_s = p_s + eA_s,$$

où l'indice s caractérise un degré de liberté, l'une des conditions de la théorie des quanta s'écrit :

$$\int \pi_s \, dq_s = n_s h.$$

Application à la théorie du phénomène de Zeeman.

R. Fortrat.

Sur certaines valeurs remarquables de l'énergie pour des systèmes mécaniques. — **Klose** (A.) [*Ann. der Phys.*, **72** (1923), 67-80]. — Etudiant le problème des trois corps, en gravitation newtonienne, l'auteur signale que certains mouvements sont doués d'une stabilité particulière; les valeurs correspondantes de l'énergie sont donc remarquables; ce cas ne se présente qu'à partir de trois corps, et marque une analogie avec les problèmes de quanta.

On considère le cas particulier où les mouvements d'une planète et de son satellite, autour du Soleil, ont lieu dans un même plan; les équations ont été établies par G.-W. Hill [*Acta Math.*, 8 (1886), 1-36] et G.-H. Darwin [*Acta Math.*, 21 (1897), 99-242]. Un théorème de F.-R. Moulton [*Carnegie Inst. Publ.*, 161 (1920), 487] est particulièrement important : si les équations d'un système dynamique ont une solution périodique, pour une certaine valeur μ_0 d'un paramètre, les solutions sont encore périodiques, avec la même période, pour des valeurs voisines $\mu_0 + \delta\mu$, tant que $\delta\mu$ n'est pas trop grand.

Etudiant le problème particulier posé plus haut, on distingue tout d'abord des trajectoires *périodiques de 1re espèce*, pour lesquelles la période est égale à la durée d'une révolution du satellite autour de la planète; si l'on prend des valeurs un peu différentes du paramètre, deux cas peuvent se produire : 1° ou bien on obtient un mouvement qui s'écarte indéfiniment de la trajectoire périodique, et l'on dit que cette dernière était instable; 2° ou bien on a un mouvement qui ne s'écarte jamais, que d'une petite quantité finie, de la trajectoire initiale, et présente un mouvement oscillatoire autour de celle-ci; on dit alors que la trajectoire périodique était stable, et l'on peut définir un coefficient de stabilité. Dans ce second cas, le mouvement n'est pas, en général, périodique; mais il le devient si la période initiale et la période d'oscillation sont dans un rapport rationnel; un tel mouvement sera dit *périodique de 2e espèce;* on pourra, partant de là, définir des mouvements périodiques d'espèces supérieures.

Ces résultats ont des conséquences importantes si l'on considère un problème statistique; supposons qu'un très grand nombre de satellites soient lancés à un instant initial; tous ceux, dont les trajectoires sont instables ou s'éloignent à l'infini, disparaîtront; seuls les mouvements périodiques stables subsisteront; les valeurs correspondantes de l'énergie seront seules présentes. Ces diverses remarques semblent avoir une très grande généralité. L. Brillouin.

Quelques relations significatives de la théorie des quanta appliquée aux spectres. — Ray (S.) [*Nat.*, 110 (1922), 215-216]. — Les orbites non rayonnantes de l'atome de Bohr sont données par la relation

$$a_n = \frac{\tau_n^2 h^2}{4\pi^2 meE}. \qquad (1)$$

La fréquence de l'onde émise par l'électron passant d'une orbite à une autre a pour valeur

$$\nu_{n+p \to n} = \frac{2\pi^2 me^2 E^2}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_n^2} - \frac{1}{\tau_{n+p}^2} \right). \qquad (2)$$

Les fréquences de convergence, obtenues en faisant $p = \infty$ dans l'équation précédente, s'expriment par l'équation

$$\nu_n = \frac{2\pi^2 me^2 E^2}{h^3 \tau_n^2}. \qquad (3)$$

On peut tirer de (1) et (3) :

$$a_n \nu_n = \frac{eE}{2h} = \text{constante}. \qquad (4)$$

Pour une sorte déterminée d'atomes, la fréquence correspondant à une orbite sur laquelle tombe un électron venant de l'infini, est inversement proportionnelle au rayon de l'orbite.

Dans sa théorie des réactions chimiques, Baly fait les trois hypothèses suivantes :

1° Un atome peut perdre ou gagner de l'énergie, s'exprimant en quanta élémentaires.

2° Le changement physique correspondant, dure un temps bien déterminé, le même pour tous les atomes.

3° Les quanta élémentaires de tous les atomes sont des multiples entiers d'une unité fondamentale qui est très probablement le quantum élémentaire de l'atome d'hydrogène.

L'équation des quanta $h\nu_{n+p \to n} = A_{n+p} - A_n$

signifie physiquement que la diminution d'énergie $h\nu$ est transportée de l'atome à l'éther, où elle existe sous la forme d'énergie vibratoire d'une couche d'éther, dont le rayon s'accroît avec la vitesse de la lumière. La seconde hypothèse de Baly nous fournit l'épaisseur de cette couche. Si la durée d'émission de l'énergie $h\nu$ est t secondes, le nombre d'ondes émises est νt; et l'épaisseur de la couche est par suite :

$$\nu t \lambda = ct$$

qui est une quantité constante (puisque t est constant) et indépendante de la fréquence.

En outre, puisque l'énergie rayonnée est $h\nu$, et que le nombre d'ondes est égal à νt, l'énergie rayonnée par période de vibrations, ou, ce qui revient au même, l'énergie contenue dans une couche d'éther ayant une épaisseur égale à une longueur d'onde, est égale à :

$$\frac{h\nu}{\nu t} = \frac{h}{t} = \text{constante.}$$

L. Brüninghaus.

Sur certaines hypothèses relatives à la théorie des spectres par orbites quantifiées. — Hicks (W.-M.) [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 346-351]. — Le succès de la théorie de Bohr et de ses développements ultérieurs ne doit pas cacher quelques insuccès et quelques contradictions dans certains cas complexes.

I. La considération d'un atome à $8\,n + 1$ électrons où l'électron extérieur est très éloigné des autres conduit à la formule de Ritz :

$$p = \frac{N}{(m + \mu + \alpha p)^2}.$$

On peut étendre cette forme au cas général en considérant un électron de l'anneau extérieur et en tenant compte des actions qu'il subit des autres électrons de ce même anneau. Dans le cas de l'atome de Li (3 électrons extérieurs) les valeurs de α et de μ conduisent à une valeur vraisemblable du rayon de l'anneau extérieur.

II. $m = n + n'$, n (= 1, 2, 3, 4) étant le nombre de quanta azimutaux ; n', le nombre des quanta radiaux. La théorie dit que chaque type de série correspond à une certaine valeur de n (1 pour s, 2 pour p, 3 pour d, 4 pour f), les différents ordres d'un même type correspondant aux différentes valeurs de n'. Ceci n'est pas exact pour tous les types. En particulier pour le type d on peut énoncer la règle suivante : dans chaque groupe de la série périodique, les sous-groupes où le point de fusion s'élève quand le poids atomique augmente ont un premier terme déterminé par $m = 1$; les sous-groupes où le point de fusion s'élève quand le poids atomique diminue ont un premier terme où $m = 2$.

III. L'effet Zeeman anormal (effet Paschen-Back) sur un doublet indique le passage simultané de deux électrons d'une orbite à une autre; il devrait alors y avoir émission d'une radiation monochromatique et non d'un doublet. Les explications possibles soulèvent d'autres difficultés.

IV. Les doublets qui se correspondent quand on passe du spectre d'étincelle au spectre d'arc ont des écarts dans le rapport de 4 à 1 (en fréquence) d'après la théorie. L'expérience ne vérifie pas cette relation; elle en vérifie d'autres sans explication théorique jusqu'ici. — R. Fortrat.

Une exception significative au principe de sélection. — **Foote (P.-D.), Mohler (F.-L.) et Meggers (W.-F.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 422]. — Le doublet $1s - 3d$ du sodium et du potassium nécessite, dans la théorie de Sommerfeld, un passage interorbital où le changement dans le nombre de quanta azimutaux est de deux unités. La présence de ce doublet a toujours été attribuée à un début d'effet Stark du champ excitateur. Dans le présent travail, on décrit un dispositif expérimental où la radiation est complètement protégée de l'action du champ appliqué, lui-même égal à seulement 7 volts par cm. Le doublet peut alors être produit à volonté en augmentant l'intensité du courant excitateur, jusqu'à ce que ses raies arrivent à être parmi les plus fortes du spectre. Il y a dès lors exception réelle au principe de sélection. — L. Brüninghaus.

Sur le principe de sélection de la théorie du quantum. — **Bohr (N.)** [*Phil. Mag.*, **43** (1922), 1 112-1 116]. — Dans une note récente, Foote, Mohler et Meggers décrivent quelques intéressantes expériences sur l'excitation des raies du spectre d'arc du potassium, et concluent que leurs résultats jettent un doute sur les principes généraux qui permettent d'interpréter les lois des séries spectrales sur la base de la théorie du quantum. L'auteur montre dans cette note que les résultats en question ne semblent pas offrir une base suffisante pour une telle conclusion.

Selon les idées de la théorie du quantum, chaque raie d'un spectre est émise par l'atome pendant un processus de transition entre deux des nombreux états stationnaires possibles. En première approximation, l'orbite de l'électron extérieur est une orbite centrale, plane, qui peut-être considérée comme une orbite plane périodique, subissant un mouvement de rotation uniforme dans son plan. Dans les états stationnaires de l'électron extérieur, le mouvement est, par suite, en première approximation, fixé de la façon bien connue au moyen des deux nombres de quanta n_1 et n_2. Tandis que n_1 se rapporte à une certaine condition relative au mouvement radial de l'électron, n_2 fixe le moment angulaire de l'électron autour du centre de l'orbite par la condition que ce moment soit égal à $\frac{n_2 h}{2\pi}$. On suppose que ces nombres sont reliés aux termes spectraux de telle sorte que n_1 croisse d'une unité lorsque, dans chaque série de termes, on avance d'un membre au suivant, tandis que n_2 reste constant dans chaque série de termes et croît d'une unité lorsqu'on passe des termes S aux termes P, des termes P aux termes D, etc. Cette classification des termes se limite, cependant, à la structure des spectres d'arc dans leurs traits essentiels. Pour expliquer la structure complexe des raies (doublets, triplets, etc.), on a besoin d'un degré plus élevé de complexité de la multitude des états stationnaires. On suppose que celui-ci provient d'une complication du mouvement de l'électron extérieur due à un petit écart du système interne vis-à-vis de la symétrie centrale; et il résulte de cet écart, que le plan

de l'orbite de l'électron extérieur subit une lente précession autour d'un axe qui coïncide avec l'axe du moment angulaire de l'atome. En raison de cette complication du mouvement, il apparaîtra dans la fixation des états stationnaires un troisième nombre de quanta n_3, qui fixe l'orientation du plan de l'orbite de l'électron extérieur par rapport à l'axe du système intérieur par la condition que le moment angulaire résultant de l'atome soit égal à $\frac{n_3 h}{2\pi}$. Ce troisième nombre de quanta est relié à la complexité de la multitude des termes spectraux de telle façon que les composantes d'une série de termes complexes correspondant aux mêmes valeurs de n_1 et n_2 se distinguent par différentes valeurs de n_3.

D'autre part, ce qu'on appelle le *principe de sélection* provient de considérations relatives à la limitation de la possibilité de transition entre états stationnaires. De telles considérations sont basées sur deux types d'arguments entièrement différents. L'un des arguments repose sur le *principe de correspondance* selon lequel la possibilité d'une transition entre deux états stationnaires, donnant naissance à l'émission d'un train d'ondes harmoniques, est supposée résulter de la présence, dans la constitution du mouvement de l'atome, d'une certaine vibration harmonique « correspondante ». Pour les états stationnaires de l'atome du type décrit ci-dessus, cet argument conduit à la conclusion que, en même temps qu'aucune limitation n'est imposée aux variations du nombre de quanta n_1, le nombre n_2 doit toujours changer par unités au cours d'une transition, tandis que le nombre n_3 peut, soit varier par unités, soit rester inaltéré. On obtient un autre argument du fait qu'il est possible dans certains cas d'exclure certaines transitions entre états stationnaires par la condition que *le moment angulaire se conserve* pendant le processus du rayonnement. En ce qui concerne le problème considéré, cela conduit à la conclusion que le nombre de quanta n_3, qui, comme il a été dit plus haut, est lié directement au moment angulaire résultant de l'atome, ne peut varier au cours d'une transition de plus d'une unité, tandis que cet argument ne fournit aucune information directe vis-à-vis de la limitation des nombres de quanta n_1 et n_2.

En ce qui concerne la comparaison de ces conclusions avec les expériences, notre connaissance de l'origine de la structure complexe des raies spectrales est, quant à présent, à peine assez développée pour donner lieu à une épreuve décisive au sujet de l'interprétation détaillée du nombre de quanta n_3 et, par suite, des règles de sélection, autant qu'elles puissent être basées entièrement sur la considération de la conservation du moment angulaire. Pour le moment, le problème principal, auquel sont du reste relatives les expériences ci-dessus mentionnées, est l'essai expérimental des conclusions concernant la variation des nombres de quanta n_1 et n_2, dont dépendent en première approximation les termes spectraux. Jusqu'à présent, l'évidence expérimentale relative à l'excitation des spectres de séries a paru soutenir de façon convainquante la conclusion tirée du principe de correspondance, que dans les circonstances où les atomes émissifs *ne sont pas influencés par des agents externes,* seules apparaissent les raies spectrales qui correspondent à une combinaison de termes pour lesquels n_2 diffère d'une unité. Cela peut être considéré comme un résultat très important, car nous pouvons dire que la théorie du quantum, qui en premier lieu a présenté une interprétation simple du principe fondamental de combinaison des raies spectrales, a pour ainsi dire éclairci en même temps le mystère qui s'était jusqu'à présent attaché à l'application de ce principe, en raison de la façon capricieuse dont apparaissaient les raies de combinaison prévues.

Dans les expériences auxquelles il est fait allusion au début de cette note, on a bien pris des précautions pour protéger les atomes émissifs de l'effet perturbateur d'un champ électrique extérieur. En dépit de ces précautions, on a trouvé que, dans certaines conditions, les spectres observés comprenaient, outre les raies d'arc usuelles du potassium, certaines raies correspondant à des combinaisons entre deux termes, pour lesquels n_2 diffère de deux unités, qui correspondent à de nouvelles séries, observées par Stark, et apparaissent lorsque les atomes émissifs sont exposés à des champs électriques intenses. Les auteurs décrivent cette observation comme une exception significative au principe de sélection. Cependant, à y regarder de plus près, il semble au contraire que les observations publiées corroborent la théorie plus qu'elles ne l'infirment. Des courants très denses étaient d'abord nécessaires pour faire apparaître ces raies. Or, on se trouve alors précisément dans le cas où un agent extérieur, le champ électrique, influence le mouvement usuel des électrons dans les atomes. Cet effet est exagéré encore par le champ dû à l'existence d'ions répartis non uniformément dans le tube. Il ne paraît donc pas y avoir réellement exception aux principes défendus par l'auteur de la présente note. L. Brüninghaus.

Demi-quanta. — Curtis (W.-E.) [*Nat.*, **109** (1922), 713]. — Lorsqu'on applique le principe de Wilson-Sommerfeld au cas d'une molécule tournante, supposée rigide, on obtient l'expression $\frac{mh}{2\pi}$ pour le moment angulaire de la molécule et, sur cette base, avec l'aide de plusieurs autres hypothèses, on a pu expliquer de façon très satisfaisante les traits principaux de la structure des séries de bandes. La théorie s'applique non seulement aux bandes ordinaires de la région visible du spectre, mais aussi aux bandes d'absorption d'apparence très différente, comme celles des acides halogénés, situées dans l'infrarouge. Dans ce dernier cas, cependant, un désaccord existe, qui a déjà provoqué pas mal de discussions. Les bandes observées consistent en un certain nombre de raies distribuées, en première approximation, conformément à la formule :

$$\nu = \nu_0 \pm m\omega,$$

où $m = 1, 2, 3, \ldots$ et ω est une constante.

La raie ν_0 ($m = 0$) est toujours absente.

D'autre part, l'expression théorique est de la forme :

$$\nu = \nu_0 \pm \left(m - \frac{1}{2}\right)\omega,$$

qui représente une série similaire de raies mais décalées de $\frac{\omega}{2}$. La réalité du désaccord dépend par suite d'une correcte identification de ν_0, et quelques auteurs ont préféré prendre la valeur indiquée par la théorie, quoiqu'alors surviennent de nouvelles difficultés dans l'interprétation des résultats. Einstein, cependant, indiqua que la théorie et l'expérience seraient d'accord si, au lieu de prendre pour le moment angulaire la valeur usuelle $\frac{mh}{2\pi}$, on le supposait donné par la formule $\left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{h}{2\pi}$. L'évidence provenant des bandes d'absorption infra-rouges semble à peine suffisante pour justifier un changement aussi révolutionnaire, mais on peut se servir maintenant dans le même but d'autres données récemment

obtenues. Dans le spectre de bandes de l'hélium, par exemple, il existe des séries qui manifestent cette même particularité, et là son existence est indubitable, car dans ce cas les séries normales (c'est-à-dire théoriques) sont aussi présentes, et on peut en déduire une valeur de ν_0 digne de confiance.

Suivant la suggestion d'Einstein, l'auteur a trouvé que la série anormale peut, dans tous les cas, être très simplement déduite du groupe normal, en faisant varier d'un demi le nombre de quanta. Pour illustrer la nature de l'accord qui est ainsi obtenu, l'auteur cite le cas de la bande $\lambda = 5\,730$ Å, formée de six séries, dont trois seulement sont entièrement conformes à la théorie. Les *séries à demi quantum*, calculées d'après ces trois séries théoriques, sont les suivantes :

$$17\,436{,}6 - 31{,}5\,m + 0{,}95\,m^2$$
$$17\,436{,}6 + 31{,}5\,m + 0{,}95\,m^2$$
$$17\,436{,}6 + 0{,}95\,m + 0{,}95\,m^2.$$

Les trois autres séries observées sont représentées par les formules :

$$17\,437{,}3 - 30{,}0\,m + 0{,}87\,m^2$$
$$17\,436{,}8 + 29{,}5\,m + 1{,}09\,m^2$$
$$17\,437{,}3 + 1{,}15\,m + 0{,}87\,m^2.$$

La correspondance est très satisfaisante en raison du caractère approximatif des formules sur lesquelles le calcul est basé. Elle est certainement assez bonne pour justifier le procédé en tant que méthode empirique pour exprimer la relation existant entre les deux groupes, et pour encourager une recherche théorique sur sa signification physique.

On peut dire dès maintenant que les molécules paraissent se diviser en deux classes, et les moments angulaires correspondants seraient respectivement égaux à $\frac{mh}{2\pi}$ et à $\left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{h}{2\pi}$. Les transitions entre les deux classes n'apparaissent pas, puisqu'il n'y a pas de raie correspondant à des changements d'un demi dans le nombre de quanta.

L. Brüninghaus.

Signification, dans la théorie des quanta, de la théorie de Voigt sur l'effet Zeeman anormal des raies du type D. — Sommerfeld (A.) [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1922), 257-272]. — On sait que W. Voigt avait établi un système d'équations qui rendait exactement compte de l'effet Zeeman anormal pour les raies D du sodium. Ces équations donnent avec exactitude la décomposition séparée des deux raies D_1 (quadruplet) et D_2 (sextuplet) dans un champ magnétique faible, puis la réunion des deux figures en un triplet normal sous de fortes intensités du champ.

La figure 1 donne le mode complet de décomposition ; $\Delta\nu_0$ représente l'écart naturel des raies D ; $\Delta\nu_{norm}$ signifie l'écart d'un triplet de Zeeman normal $\Delta\nu_{norm} = \frac{eH}{4\pi mc}$; la partie supérieure de la figure se rapporte à un champ magnétique faible, et la partie inférieure à un champ fort. S représente une position intermédiaire, située aux 2/3 de l'intervalle $D_1 D_2$.

L'auteur rappelle le principe de la théorie de Voigt, qui présente un aspect assez paradoxal. Pour trouver des vibrations qui suivent les lois indiquées, Voigt supposait trois oscillateurs, couplés entre eux lorsqu'apparaissait un champ magnétique externe ; le couplage était, d'ailleurs, déphasé, ce qui introduisait dans les

équations des coefficients imaginaires ; ce point de départ paraissait donc assez arbitraire, mais le développement était parfaitement logique.

Sommerfeld, après avoir résumé cette théorie, en discute l'application aux raies D, et donne en détail les formules qui en sont la conclusion.

Il se place ensuite au point de vue de la théorie des quanta. Les formules pré-

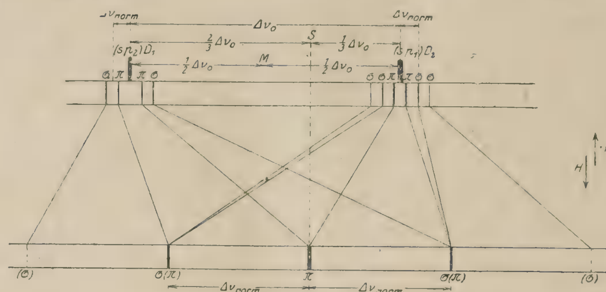


Fig. 1.

cédentes, qui représentent le résultat des expériences, peuvent être groupées par la 2e règle de Bohr et fournissent les valeurs des *niveaux d'énergie*. On sait que les raies D correspondent aux symboles

$$D_2 \qquad \nu = (1, s) - (2, p_1),$$
$$D_1 \qquad \nu = (1, s) - (2, p_2),$$

p_1 étant inférieur à p_2, la raie D_2 a une longueur d'onde plus courte que D_1 ; le premier terme $(1, s)$ représente un niveau unique, pour lequel la décomposition est normale. Les niveaux p_1 et p_2 donneront lieu aux anomalies ; on introduit le nombre m de quanta correspondant à la rotation autour du champ magnétique ; les valeurs à attribuer à m se trouvent être -3, -1, $+1$, $+3$, et le principe de sélection est à appliquer sous la forme suivante :

$m \rightarrow m$ composante parallèle (indice π)

$m \rightarrow m \pm 2$ composante perpendiculaire (indice σ).

Le tableau I indique alors quels écarts il faut attribuer aux niveaux p_1 et p_2

Tableau I

	s	p_1	p_2
$m = +3$	—	$2 + \frac{v}{2}$	—
$+1$	$+1$	$\frac{1}{2}\left(1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3}v + v^2}\right)$	$\frac{1}{2}\left(1 - \sqrt{1 + \frac{2}{3}v + v^2}\right)$
-1	-1	$\frac{1}{2}\left(-1 + \sqrt{1 - \frac{2}{3}v + v^2}\right)$	$\frac{1}{2}\left(-1 - \sqrt{1 - \frac{2}{3}v + v^2}\right)$
-3	—	$-2 + \frac{v}{2}$	—

perturbés par un champ magnétique ; l'écart d'énergie normal, $h\Delta\nu_{norm}$ est pris pour unité ; en associant ces divers niveaux p perturbés, avec les niveaux s (pré-

sentant les écarts normaux + 1 et — 1) on retrouve toutes les raies de l'effet Zeeman anormal des raies D; la lettre v représente l'expression.

$$v = \frac{\text{écart des raies D}}{\text{écart magn. normal}} = \frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu_{norm}} = \frac{4\pi mc\,\Delta\nu_0}{cH}.$$

Les faibles valeurs de v correspondent à des champs magnétiques H très intenses ; les fortes valeurs de v signifient un champ magnétique faible.

Tous ces résultats peuvent être groupés en une formule très simple, qui représente toutes les données expérimentales.

Les niveaux d'énergie, p_1 et p_2, et leur décomposition magnétique, sont donnés par

$$W = \overline{W} + \frac{h}{2}\left[m \pm \sqrt{1 + \frac{2}{3}mv + v^2}\right]\Delta\nu_{norm}.$$

$\overline{W}$ est la moyenne arithmétique des deux niveaux ; le niveau p_1 est relatif au signe + devant le radical ; les valeurs de m qui lui correspondent sont ± 1 et ± 3 ; le signe — devant le radical donne le niveau p_2, auquel sont à attribuer les valeurs $m = \pm 1$.

Ces résultats très compacts sont très satisfaisants ; ils se laissent généraliser, pour les séries s, p, d, b, sous la forme

$$W = \overline{W} + \frac{h}{2}\left[m \pm \sqrt{1 + \frac{2mv}{2n-1} + v^2}\right]\Delta\nu_{norm},$$

où n représente le nombre de quanta azimutaux ; 1, pour la série s ; 2, pour p ; 3, pour d, et 4, pour b.

Des formules analogues s'appliquent aux décompositions des triplets, tels que les représente la figure 2.

Fig. 2.

Un modèle d'atome quantifié expliquera donc tous les effets Zeeman anormaux, s'il aboutit à des niveaux d'énergie conformes aux formules ci-dessus ; c'est ce qu'a tenté de faire W. Heisenberg dans le travail suivant, qui complète l'analyse de Sommerfeld. Pour plus de détails, voir : Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, 3e édition (1922), ainsi que les travaux précédents : *Ann. der Phys.*, 63 (1920).

L'intervention de nombres de quanta m impairs, ainsi que la manière d'appliquer le principe de sélection semblent nécessiter une retouche. On préférera peut-être, comme le fait Heisenberg dans l'article suivant, remplacer partout m par $2p-1$, et considérer p comme représentant le nombre de quanta.

L. Brillouin.

Théorie des quanta et structure des raies, interprétation de l'effet Zeeman anormal. — Heisenberg (W.) [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1922), 273-297]. — L'auteur part des formules de décomposition spectrale dans l'effet Zeeman anormal, telles que Sommerfeld les a rappelées dans l'article précédent. Il cherche un modèle d'atome capable de rendre compte de ces résultats.

Les doublets apparaissent, dans la série des éléments, pour des valeurs impaires (1 ou 3, par exemple) et les triplets, pour les valeurs paires du nombre atomique. Les cas les plus simples sont donc : pour les doublets, les alcalins, qui comportent un noyau, une carcasse électronique interne, et un électron de valence; pour les triplets, les alcalino-terreux, avec deux électrons de valence. — L'auteur cherche l'origine des doublets ou triplets dans l'accouplement magnétique entre les électrons externes et la carcasse électronique sous-jacente; sous l'influence du champ magnétique de l'électron en mouvement, cette carcasse doit prendre un mouvement de rotation. Prenons d'abord le cas des doublets des alcalins (raies D). Les quanta de rotation se partagent entre les deux constituants; l'auteur admet, sans en donner de démonstration théorique bien sérieuse, la répartition des moments de quantité de mouvement à raison de :

$$\frac{1}{2} \text{ quantum pour la carcasse électronique,}$$

$$n - \frac{1}{2} \text{ pour l'électron.}$$

Suivant que les deux mouvements ont lieu dans le même sens ou en sens inverses, le moment de quantité de mouvement total de l'atome aura pour valeur

$$n_i = n, \qquad \text{ou bien} \qquad n_i = n - 1,$$

l'unité étant $\frac{h}{2\pi}$; n_i représente le nombre de quanta internes, c'est à lui qu'il conviendra d'appliquer le principe de sélection de Rubinowicz-Sommerfeld.

Pour le nombre de quanta radiaux de l'électron, l'auteur prend encore un nombre fractionnaire, $n' + \frac{1}{2}$, de sorte que le nombre total relatif à l'électron,

$$n - \frac{1}{2} + n' + \frac{1}{2} = n + n', \text{ soit entier.}$$

Ces hypothèses sont posées à priori, et se justifient par la concordance des résultats qu'elles fournissent avec les données expérimentales. Il resterait à leur trouver une base théorique plus précise que les raisons données par l'auteur.

Soit H_i le champ magnétique créé par l'électron au centre de l'atome; le moment magnétique de la carcasse interne est $\frac{e}{2mc}$ fois son moment de quantité

de mouvement, soit $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}\frac{e}{2mc}$. L'énergie supplémentaire due au champ H est égale à

$$\Delta E = \pm \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}\frac{e}{2mc}H_i,$$

le signe $\pm$ dépend du sens de rotation ; on trouve ainsi, pour écart des doublets,

$$\Delta\nu = \frac{eH_i}{4\pi mc}.$$

Les dimensions des orbites quantifiées étant connues, on peut calculer cet écart ; pour le lithium (terme $2,p$) la valeur calculée est 0,32 cm^{-1} et la valeur expérimentale, 0,34 cm^{-1}. Pour le terme $(3,d)$ on prévoit 0,035 ; l'accord avec les résultats spectroscopiques est donc bon.

Voyons maintenant l'effet d'un champ magnétique H ; les axes de rotation moyens de l'atome et de l'électron vont tourner progressivement ; la trajectoire électronique externe s'oriente dans le champ H : le mouvement de la couche sous-jacente obéit à la résultante du champ extérieur H et du champ atomique H_i. Soient θ_1, l'angle de l'axe moyen de rotation de l'électron avec le champ H ; θ_2, l'angle relatif à la carcasse interne ; γ_1, γ_2, les angles des deux plans contenant ces axes et passant par H ; θ_{12}, l'angle des deux axes.

$$\cos\theta_{12} = \cos\theta_1 \cos\theta_2 + \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos(\gamma_1 - \gamma_2).$$

L'énergie supplémentaire des mouvements, ainsi modifiés, prend l'aspect suivant

$$\Delta E = \Delta\nu_n h X \qquad \text{avec} \qquad X = \cos\theta_2 + v\cos\theta_{12}.$$

$\Delta\nu_n$ est l'écart du triplet de Zeeman normal et v, le rapport $\Delta\nu : \Delta\nu_n$, c'est-à-dire $H : H_i$.

On détermine les angles au moyen du principe des vitesses virtuelles, en écrivant

$$\frac{\partial\Delta E}{\partial\theta_2} = 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial\Delta E}{\partial\gamma_2} = 0;$$

ceci donne les conditions :

$$X\cos\theta_2 = 1 + v\cos\theta_1, \qquad \text{d'où} \qquad X = \sqrt{1 + 2v\cos\theta_1 + v^2}.$$

L'angle θ_1 est donné par la théorie de quantification dans l'espace, et a pour valeur

$$\cos\theta_1 = \frac{m^* h}{n^* h},$$

(l'auteur désigne partout par m^* l'expression $m - \frac{1}{2}$, qui s'introduit dans les conditions de quanta modifiées par le couplage avec les électrons sous-jacents).

On arrive ainsi, très simplement, à trouver

$$\Delta E = \Delta\nu_n h \left[m^* \pm \frac{1}{2}\sqrt{1 + 2\frac{m^*}{n^*}v + v^2} \right]$$

expression semblable à celle qui, d'après l'article précédent de Sommerfeld, représente très exactement les données expérimentales sur l'effet Zeeman anormal du doublet du type D.

L'auteur étudie, d'un point de vue analogue, les triplets des alcalino-terreux qui sont donnés par deux électrons externes accouplés à la carcasse électronique interne. Ses formules semblent bien donner la décomposition par effet Zeeman, ainsi que la variation des triplets dans la série de Mendéleïeff; les relations classiques suivantes sont retrouvées par voie théorique :

$$\begin{cases} \Delta\nu^{12} = 2\Delta\nu^{23}, & \text{pour les termes } p, \\ \Delta\nu^{12} = 1{,}5\,\Delta\nu^{23}, & \text{pour les termes } d. \end{cases}$$

L'auteur reviendra sur ces questions dans un article ultérieur, en collaboration avec Sommerfeld. On trouvera, d'ailleurs, dans la 3e édition du volume de Sommerfeld (*Atombau und Spektrallinien*), de nombreux renseignements sur ces sujets. — L. Brillouin.

Contribution à la théorie du phénomène de Zeeman et des phénomènes magnétomécaniques anormaux. — **Landé (A.)** [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 353-363]. — L'auteur reprend la théorie développée par Heisenberg (1) d'après les hypothèses suivantes : *a*) séparation par moitié des quanta entre l'enveloppe et l'intérieur de l'atome, *b*) quantification dans le champ magnétique indépendante du moment de l'intérieur de l'atome, *c*) orientation de l'axe de l'intérieur de l'atome suivant la résultante du champ extérieur et du champ créé par l'enveloppe. Il montre que l'hypothèse *c*) conduit à introduire un moment de rotation exercé sur l'électron lumineux, et qu'on peut en déduire les hypothèses *a*) et *b*). La précession anormale due à ce moment explique l'anomalie des phénomènes magnétomécaniques observés par Barnett (2) ou Einstein et de Haas (3).

G. Bruhat.

Sur la théorie des quanta généralisés et les raies de Balmer. — **Kar (S.-C.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 610-621]. — L'auteur écrit les conditions de quantum sous la forme

$$\int_0^n T\,\mathrm{d}H = nh,$$

où T est la période d'un oscillateur et H, son énergie. Cette condition suffit pour l'oscillateur à un degré de liberté ; pour l'oscillateur a deux degrés, il faut ajouter l'équation

$$\int_0^{n'} \Phi\,\mathrm{d}p = n'h,$$

où Φ est la période azimutale et p, la quantité de mouvement angulaire. Or, si on suit les conséquences de cette hypothèse, on trouve que

a) l'énergie ne dépend que d'un seul nombre de quanta, ce qui exclut la possibilité d'expliquer les doublets ou les triplets de la série de Balmer

b) en revanche, on trouve, pour le nombre de Rydberg dans la série de Balmer, l'expression

$$N' = N\left[1 - \frac{3\pi^2 e^4}{c^2 h^2}\left(\frac{1}{2^2} + \frac{1}{n^2}\right)\right],$$

qui varie dans le même sens que les nombres expérimentalement trouvés.

A. Foch.

(1) *Zeits. f. Phys.*, **8** (1922), 273.
(2) *Phys. Rev.*, **6** (1915), 239.
(3) *Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **17** (1918), 152.

Le Gérant : Maurice Blondin.

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

SÉRIE VI. — TOME IV. DÉCEMBRE 1923 N° 12.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

II. — MÉCANIQUE

THÉORIE DES QUANTA. — THÉORIES CINÉTIQUES ET STATISTIQUES. — MOUVEMENT BROWNIEN.

Sur la production d'une véritable absorption de lumière et la conjugaison apparente de sauts de quanta. — Cario (G.) [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 185-199]. — L'auteur cherche d'abord à interpréter théoriquement les expériences de Wood sur l'extinction, par addition d'air, de la fluorescence de résonance de la vapeur de mercure pour la raie 2 536,7Å. Il suppose que, chaque fois qu'un atome de mercure excité rencontre une molécule d'azote ou d'oxygène, l'énergie d'excitation se transforme en énergie de translation des atomes, sans émission de lumière. La courbe trouvée par Wood pour représenter l'intensité lumineuse en fonction de la pression conduit alors à admettre que le diamètre de l'atome de mercure excité est égal à 3,1 fois le diamètre normal.

L'auteur a répété les expériences de Wood en remplaçant l'air par un gaz rare, argon ou mélange hélium-néon, et en excitant l'émission de résonance par des chocs d'électrons. Les courbes sont un peu moins simples que celles de Wood, parce que l'addition d'électrons modifie le nombre de chocs excitateurs ; mais on peut encore les interpréter en supposant que tous les chocs d'un atome de mercure excité sur un atome étranger font disparaître son énergie d'excitation sans émission de lumière. On trouve comme diamètre de l'atome excité un diamètre 3 fois plus grand que le diamètre normal avec le mélange He-Ne, et 5,5 fois plus grand avec l'argon.

Dans une seconde série d'expériences, Cario a remplacé le gaz rare par de la vapeur de thallium ou d'argent, dont le potentiel d'excitation est inférieur à celui du mercure. En excitant par la raie 2 536,7 Å, on obtient la raie de fluorescence du mercure, et un certain nombre de raies du thallium ou de l'argent. Des expériences de contrôle démontrent que ces dernières n'apparaissent que lorsque la fluorescence de la vapeur de mercure est excitée : dans le choc d'un atome de mercure excité sur un atome de thallium ou d'argent, il y a passage d'une partie de l'énergie d'excitation d'un atome à l'autre. — G. BRUHAT.

Sur l'accroissement critique d'énergie et la règle de Trouton. — Rideal (E.-K.) [*Phil. Mag.*, **42** (1921), 156-163]. — Pour produire une réaction, il faut, d'après Hesse, une quantité d'énergie

$$E = Nh\,[\nu_1 - \nu_2],$$

ν_1 et ν_2 étant les fréquences des corps produits et des corps réagissants. Or, bien

souvent, l'expérience montre que les valeurs trouvées pour ν ne correspondent à aucune raie du spectre. Cela peut s'expliquer en remarquant que si la substance a deux bandes ν' et ν'', les molécules qui auront absorbé $Nh\nu''$ n'auront plus qu'à absorber la quantité moindre $Nh\ (\nu' - \nu'')$ et la mécanique statistique [Trouton, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, 42 (1920), 2 506] montre qu'une gamme de fréquences très étendue est parfaitement admissible. L'accroissement critique d'énergie serait donc une valeur moyenne.

Or, d'après Trouton, la chaleur de vaporisation moléculaire L divisée par la température d'ébullition est égale à 22, ce qui, d'après l'hypothèse des quanta, revient à dire que la fréquence de la radiation qui détermine l'ébullition est proportionnelle à la température d'ébullition ; cette dernière étant à peu près égale aux deux tiers de la température critique T_c, il faut en conclure que

$$L = 14{,}66\, T_c.$$

Mais, à la température critique, il est évident que l'on rencontre le nombre maximum de molécules sensibilisées pour former un liquide non polymérisé. D'après la loi de Weiss, la longueur d'onde λ_{max} correspondant à cette sensibilisation est telle que

$$\lambda_{max} \times T_c = \text{constante}.$$

Comme $L = Nh\nu$ et que $\lambda_c = \frac{c}{\nu_c}$, on trouve, en remplaçant c, N et h par leurs valeurs,

$$L = 9{,}866\, T_c, \qquad (1)$$

L étant évaluée en calories par molécule-gramme.

La loi de Trouton ne serait donc qu'une expression approchée de la loi de déplacement de Weiss.

L'expérience vérifie la relation (1) de façon très convenable, les différences s'expliquant par des associations de molécules ; une liste de 25 corps établit la justification.

On obtient une relation analogue pour les chaleurs et les points de fusion, ainsi qu'on le vérifie sur 13 corps ; cette relation permet même de déterminer la constitution des molécules ; par exemple, le soufre, à la température de fusion (388° abs.), a une chaleur atomique égale à 299. Or, la règle précédente donnant pour chaleur moléculaire 3 800 cal, on doit en conclure que la molécule de soufre à la température de fusion a pour formule S^{12}. — A. Foch.

L'additivité des volumes critiques comme fonction de quanta. — Schwab (G.-M.) [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 188-196]. — Kopp a énoncé une règle d'additivité d'après laquelle les volumes moléculaires des corps complexes à leur température d'ébullition s'obtiennent par addition des volumes moléculaires de leurs constituants. Il est préférable de comparer les volumes critiques : on voit alors que la règle de Kopp n'est pas vérifiée par les corps se liquéfiant à très basse température. Byk a montré que la théorie classique des états correspondants doit être modifiée si l'on introduit la notion de quanta et a défini pour chaque corps un « quantum d'action réduit », se calculant à partir de la constante h et des constantes critiques ; le quotient de la somme des volumes critiques des constituants par le volume critique du composé se présente alors comme une fonction du quan-

tum réduit, fonction pour laquelle l'auteur propose une certaine forme déduite empiriquement. Les mêmes considérations pourraient s'étendre à des problèmes analogues. — L. DE BROGLIE.

Théorie moléculaire de la réfraction, la réflexion, la diffusion, et l'amortissement de la lumière. — Bothe (W.) [*Ann. der Phys.*, **64** (1921), 693-712]. — L'auteur a étudié dans sa thèse [Beiträge zür Theorie der Brechung und Reflexion, *Dissert.*, Berlin, 1914] les phénomènes de réflexion et réfraction de la lumière tombant sur un milieu composé de molécules isolées ; c'est ce point de vue qu'il reprend dans cet article, qui résume et précise le travail précédent. La réfraction et la réflexion, lorsqu'une onde lumineuse tombe sur un milieu diélectrique, consiste en ceci : l'onde incidente met en vibration chaque molécule, qui devient à son tour la source d'une onde secondaire sphérique. Cette onde influe de même sur toutes les molécules, et provoque l'émission d'ondes tertiaires. Dans le milieu, la superposition de toutes ces ondes partielles et de l'onde incidente forme l'onde réfractée; à l'extérieur du corps, les interférences des ondes partielles donnent naissance à l'onde réfléchie.

Si l'on tient compte de l'agitation thermique des molécules, il faut introduire la « probabilité » pour que le nombre de molécules situées dans un certain volume ait une valeur donnée. On calcule ainsi les fluctuations de densité. Le corps forme, d'autre part, un milieu hétérogène qui diffuse la lumière; il revient au même de calculer, d'après Rayleigh, la lumière diffusée en partant de l'action de chaque molécule prise isolément; ou bien, suivant la voie suivie par Einstein, d'évaluer les fluctuations de densité, puis de calculer leur effet sur la diffusion de la lumière.

Cette identité des deux procédés était déjà connue; l'auteur précise les procédés de calcul, les lois de probabilité invoquées, et les conditions d'application. Le rayonnement de résonance (Wood) est un cas particulier de la diffusion de la lumière par les molécules; la résonance se trouve comprise dans les formules générales, qui donnent, en effet, dans ce cas, une intensité très considérable pour la lumière diffusée. — L. BRILLOUIN.

La diffraction par les groupes de molécules et la structure de la lumière d'après la théorie du quantum. — Raman (C.-V.) [*Nat.*, **109** (1922), 444-445]. — Il existe des cas très remarquables où les faits observés sont en contradiction directe avec les théories de la diffusion de la lumière basées sur les équations électromagnétiques de Maxwell. D'après la formule d'Einstein-Smoluchowski relative au pouvoir de diffusion d'un fluide,

$$\frac{\pi^2}{18}\frac{RT\beta}{N\lambda^4}(\mu^2-1)^2(\mu^2+2)^2,$$

l'intensité du faisceau diffracté devrait être proportionnelle à la compressibilité β du fluide et devrait être ainsi très grande au voisinage de la température critique. Des expériences de Keesom et de Kamerlingh Onnes ont confirmé ce résultat dans le cas de la vapeur d'éthylène sur une étendue de quelques degrés au dessus de la température critique. L'étude des pouvoirs de diffusion du liquide carbonique et de sa vapeur dans un domaine de température étendu au dessous du point critique, qui a été faite au laboratoire de l'auteur par Ramanathan, a montré que la formule n'est approximativement valable que dans un domaine de quelques degrés au dessous de la température critique, puis diminue beaucoup plus rapidement que ne le voudrait cette formule.

Ce désaccord de la formule avec l'expérience est particulièrement surprenant,

du fait de ses succès dans d'autres directions, c'est-à-dire pour les gaz qui obéissent à la loi de Boyle, dans le cas des corps liquides à la température ordinaire, et même, avec certaines restrictions, dans le cas des solides.

Comment donc expliquer le désaccord? On peut recourir à une suggestion très lumineuse faite par Jeans dans sa *Théorie dynamique des gaz*. Jeans distingue deux sortes de groupements dans les milieux fluides, les *groupements de masse* et les *groupements moléculaires*, et il indique que ces groupements tendent à devenir identiques à la température critique. La théorie d'Einstein est basée sur l'idée que les fluctuations de densité et la diffusion de la lumière qui en résulte sont l'effet du seul *groupement de masse*. Si, cependant, on suppose que c'est le *groupement moléculaire* qui joue le rôle important, et qui donne lieu à un accroissement de diffusion de la lumière, il est aisé de voir que, dans le cas de molécules comme celles du gaz carbonique qui, d'ordinaire, ne sont pas associées, le groupement des molécules ne serait appréciable qu'au voisinage du point critique, et qu'à température plus basse les groupements se détruisent rapidement et se résolvent d'eux-mêmes en molécules isolées.

Une molécule double doit diffuser quatre fois plus qu'une molécule simple, une molécule triple neuf fois plus, etc., et si l'on suppose que les effets énergétiques de molécules séparées ou de groupes sont additifs et que l'on calcule le nombre de molécules associées d'après les principes de la thermodynamique, on peut exprimer facilement la théorie quantitative du phénomène et expliquer la diffusion croissante près du point critique, et sa diminution rapide à des températures plus basses.

Mais la difficulté fondamentale subsiste : pourquoi le *groupement de masse* considéré par Einstein ne donne-t-il pas naissance, comme il devrait le faire, d'après la théorie ondulatoire classique de la lumière, à un accroissement de diffusion de la lumière?

L'auteur envisage cette contradiction comme devant être rangée avec les autres points faibles connus de la théorie électromagnétique. On peut, en fait, se trouver amené, dans cette nouvelle direction, à adopter la théorie du quantum relative à la structure de la lumière répandue dans l'espace (et non seulement absorbée ou émise), afin d'expliquer les faits de la diffraction moléculaire.

L. Brüninghaus.

Théorie de l'exposition photographique basée sur les quanta. — Silberstein (L.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 257-273]. — Soit une plaque photographique d'aire égale à l'unité et constituée par N grains d'aire a ; soit $f(a)da$ le nombre de grains dont l'aire varie entre a et $a + da$.

Supposons que, pour être impressionné, un grain de sel d'argent doit être frappé par un quantum *en plein*. Si tous les grains sont égaux et si la plaque reçoit n quanta, le calcul des probabilités montre aisément que le nombre k de grains frappés est

$$k = N(1 - e^{-na}).$$

Si maintenant les grains ont des aires différentes et si on appelle $k_a da$ le nombre des grains d'aire comprise entre a et $a + da$ frappés par ces n quanta, on a

$$k = \int k_a \, da.$$

Mais si dE est la quantité d'énergie lumineuse répartie en quanta (pour tenir

compte de la possibilité d'une énergie répartie de façon continue), on a, par définition,

$$n = \frac{\alpha E \lambda}{hc}$$

avec les notations usuelles. Par suite,

$$\frac{k}{N} = 1 - e^{-s}, \quad \text{avec } s = \frac{\alpha E a \lambda}{hc} \qquad (2)$$

Il semblerait donc que la sensibilité de la plaque dût croître avec la longueur d'onde ce qu'on sait être inexact. Pour se tirer d'affaire, il y a lieu de faire intervenir l'existence d'une longueur d'onde critique λ_c, au dessus de laquelle il n'y a plus impression ; peut-être même faut-il attribuer des dimensions aux quanta, de sorte qu'un grain ne serait impressionné que lorsque le quantum l'atteindrait *en plein* ; ceci semble confirmé par le fait que les émulsions panchromatiques sont des émulsions à *gros grains*. La formule (2) deviendrait alors du type :

$$s = na\left[1 - \sqrt{\frac{\sigma}{a}}\right]^2,$$

σ étant l'aire d'un quantum.

Or cette formule est en accord très convenable avec les expériences de Trivelli et Righter relatées ci-dessous. — A. Foch.

Recherches préliminaires sur la théorie de l'exposition photographique donnée par Silberstein. — **Trivelli** (A.-P.-H.) et **Righter** (L.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 252-256]. — Silberstein, dans la note précédente, a donné la relation suivante :

$$\frac{k}{N} = 1 - e^{-s}, \qquad s = na\left[1 - \sqrt{\frac{\sigma}{a}}\right]^2$$

entre le nombre N de grains sensibles d'aire a existant sur une plaque photographique et le nombre k de grains impressionnés, quand on reçoit n quanta de section σ.

Les auteurs ont soumis cette formule à l'expérience, en dénombrant le nombre k de grains impressionnés dans des couches photographiques dont les grains formaient des amas plus ou moins nombreux.

Si on pose :

$$n = 0{,}572 \text{ par } \mu^2 \quad \text{et} \quad \sigma = 0{,}097\ \mu^2,$$

les résultats expérimentaux concordent très bien avec la formule précédente.

A. Foch.

L'exposition photographique expliquée par la théorie des quanta. — **Silberstein** (L.) et **Trivelli** (A.-P.-H.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 956-968]. — Les auteurs ont expliqué, dans les notes analysées ci-dessus, le mécanisme de l'impression en admettant qu'un « groupe » de grains est impressionné quand un quantum de lumière le heurte en plein ; le groupe est donc supposé se comporter comme un bloc. La vérification avait été faite en dénombrant les grains impressionnés et en s'assurant que leur nombre était bien celui que donnaient des relations de probabilité.

L'article actuel, après avoir rappelé quelques travaux antérieurs, indique la vérification de la théorie : 1) quand on fait varier la durée d'exposition, 2) quand

on tient compte du fait que les groupes comprennent des grains de dimensions différentes.

L'accord avec l'expérience est excellent. A. Foch.

La théorie du noyau asphérique appliquée à la série principale de l'hélium. — **Silberstein (L.)** [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 399]. — La théorie quantique d'émission spectrale combinée avec l'hypothèse d'un noyau asphérique, mais présentant un axe de symétrie, est appliquée par l'auteur à la série principale de l'hélium, correspondant au nombre fixe total de quanta $n' = 3$ et aux nombres variables $n = 4, 5, .,$ etc. Les composantes principales théoriques sont en relation avec les plus fortes composantes observées par Paschen dans les cinq premiers groupes de membres de la série, et avec les deux membres suivants observés tout d'abord par Fowler. On a pu déterminer ainsi les deux constantes de la formule générale, la constante de Rydberg modifiée N, et le coefficient d'asphéricité σ.

Les différences entre les longueurs d'onde calculées et observées sont toutes dans les limites des erreurs d'observations. Les valeurs finalement adoptées sont $\sigma = 9,334. 10^{-4}$ et $N = 109\,723,22$. Cette dernière, combinée avec la valeur de N précédemment obtenue pour l'hydrogène, donne pour le rapport de la masse de l'atome d'hydrogène à celle de l'électron, la valeur 1817. La fine structure dépendant de σ, par le produit $N\sigma$, est alors étudiée et discutée numériquement dans le cas des deux premiers membres de la série, les groupes 4 686 et 3 203. La distribution des composantes théoriques montre, spécialement dans le cas du premier groupe, quelque analogie avec les observations de Paschen, quoique les composantes théoriques soient surabondantes. L. Brüninghaus.

L'atome d'hélium normal et ses relations avec la théorie des quanta. — **Van Vleck (J.-H.)** [*Phil. Mag.*, 44 (1922), 842-870]. — Différents modèles ont été proposés pour représenter l'atome d'hélium. Or, aucun des modèles à symétrie axiale ne paraît donner pour la tension d'ionisation des nombres concordant avec les valeurs expérimentales, ainsi que l'auteur le montre dans les deux dernières parties du mémoire. Il emploie pour cela deux méthodes :

La première est basée sur le fait que le problème est au fond identique au problème des trois corps : la méthode de mécanique céleste qui paraît la plus convenable dans le cas actuel consiste à introduire les perturbations dans une série figurant dans un paramètre qui n'est autre qu'une des constantes de l'intégration. La solution apparaît alors comme une famille d'orbites, dont chaque membre correspond à une valeur particulière de cette constante. Pour vérifier si la solution convient, on vérifie que la valeur moyenne de l'énergie potentielle est le double de l'énergie cinétique moyenne.

La deuxième méthode consiste à utiliser les conditions de Sommerfeld pour déterminer l'énergie d'un atome d'hélium à symétrie axiale ; les différentes théories (Schwarzschild, Ehrenfest, Bohr...), conduisent à la même valeur pour les constantes d'intégration précédentes.

Puisque donc les modèles à symétrie axiale ne peuvent convenir, il semble qu'il faille adopter des modifications aux conditions imposées par les théories des quanta habituelles. On pourrait aussi modifier les lois d'attraction entre électrons. Mais cette modification se heurte au fait que la théorie ordinaire des quanta explique fort bien les phénomènes des rayons X. A. Foch.

La nature des quanta lumineux. — Bateman (H.) [*Nat.*, **111** (1923), 567-568]. — On étudie dans cette note l'hypothèse suivant laquelle un type approximativement homogène de lumière est le résultat de l'*interférence* de deux ou plusieurs quanta élémentaires de radiation. L. Brüninghaus.

Quanta lumineux d'Einstein et structure spatiale du rayonnement. — Wolfke [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **3** (1921), 320-323]. — L'auteur montre comment pour une densité croissante de rayonnement, il se produit une association de quanta lumineux constituant des molécules lumineuses de plus en plus compliquées. Pour de très grandes valeurs de la densité de rayonnement, dans le domaine de la loi de Jeans-Rayleigh, les quanta s'agglomèrent et forment un continu. Réciproquement avec une densité décroissante, le continu de rayonnement se dissocie en molécules lumineuses de plus en plus simples pour se résoudre enfin dans le domaine de validité de la formule de Wien en atomes lumineux indépendants les uns des autres. R. Fric.

Observation optique de l'agitation thermique des atomes dans les cristaux. — Raman (C.-V.) [*Nat.*, **109** (1922), 42]. — Conformément à la théorie des chaleurs spécifiques due à Debye, Nernst et autres, l'énergie calorifique d'un solide consiste dans l'énergie des vibrations élastiques dont il est le siège, et dont la fréquence s'étend entre des valeurs très petites et un maximum déterminé par la structure moléculaire ou atomique. Il est clair que, dans cette manière de voir, la densité d'un solide, et son indice de réfraction s'il est transparent, doivent varier de façon quelconque, autour d'une valeur moyenne, et d'un point à l'autre du corps, à la température ordinaire par exemple. En d'autres termes, un cristal transparent ne peut être regardé comme optiquement homogène, et il en résulte qu'une certaine proportion de l'énergie d'un faisceau de lumière traversant le milieu doit être déviée latéralement et apparaître sous forme de lumière diffusée, dont l'intensité mesure l'agitation thermique qui règne dans le cristal.

L'auteur indique un procédé de calcul de cet effet, basé sur l'emploi de la formule d'Einstein-Smoluchowski relative au coefficient de diffusion de la lumière par les fluides. D'après cette formule, le coefficient de diffusion a pour valeur :

$$\frac{\pi^2}{18} \cdot \frac{RT\beta}{N\lambda^4} \cdot (\mu^2 - 1)^2 \cdot (\mu^2 + 2)^2,$$

où β est le coefficient de compressibilité (du solide); μ, l'indice de réfraction; λ, la longueur d'onde de la lumière; R, N, T, des constantes de la théorie cinétique.

Mais on sait que la chaleur spécifique des solides à la température ordinaire est très inférieure à celle qui correspond au principe d'équipartition, surtout pour le diamant et corps analogues. Le coefficient de diffusion donné par la précédente formule doit, par suite, être diminué dans le rapport de la chaleur spécifique vraie à la chaleur spécifique théorique (1).

Le calcul conduit, pour le quartz transparent, à une diffusion de la lumière 9,5 fois plus grande que celle due à l'air sans poussières et pris dans les conditions normales. R.-J. Strutt a mis en évidence en 1919, par la photographie, un effet de cet ordre de grandeur, mais il l'attribua à des inclusions. On voit qu'il est dû en réalité à l'agitation thermique. L'auteur a observé directement le même effet dans le quartz. Il a constaté son accroissement avec la température. Il s'est servi pour cela d'un bloc de quartz à faces bien polies, dans l'intérieur duquel il forme un cône intense de lumière, au moyen d'une lentille. La trace du faisceau est visible en bleu dans le cristal. L. Brüninghaus.

(1) Une théorie plus complète a été donnée par L. Brillouin. [*Ann. de Phys.*, **17** (1922), 88].

III. — ACOUSTIQUE

Acoustique théorique et physique.

Résonance multiple. — **Rothwell (P.)** [*Nat.*, **111** (1923), 254-255]. — L'auteur donne dans cette note un certain nombre d'applications de la résonance multiple à l'acoustique. — L. Brüninghaus.

Vitesse du son dans l'air et dans l'hydrogène à 0°C et 1 atm. — **Grüneisen (E.) et Merkel (E.)** [*Ann. der Phys.*, **66** (1921), 344-364]. — Etude préparatoire à celle de la vitesse du son dans les gaz partiellement dissociés; ce premier travail concerne l'air sec exempt de gaz carbonique et l'hydrogène pur.

La méthode utilise des résonateurs cylindriques fermés; la source sonore est un vibreur électromagnétique.

Une correction est nécessaire, relativement à l'effet des faces terminales : le trou par lequel pénètre le son a un diamètre de 1 mm, il cause une élévation du son fondamental du résonateur, d'autant plus marquée que ce son fondamental est plus grave. Une autre cause d'erreur réside dans le frottement et la conductibilité du gaz; cette cause d'erreur peut s'éliminer par l'emploi de résonateurs de différents diamètres.

Dans le cas de mesures absolues, l'effet dû à l'extrémité du tuyau est éliminé par l'emploi de deux tuyaux de même diamètre et de longueurs différentes.

La vitesse du son dans l'air à 0°C et 1 atm est trouvée égale à 331,57 m : s. Dans l'hydrogène, 1260,6 m : s. ; le rapport des chaleurs spécifiques dans l'air est 1,403 ; dans l'hydrogène, 1,408 dans les mêmes conditions.

M. Pauthenier.

Sur la vitesse du son dans le peroxyde d'azote. — **Selle (H.)** [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **104** (1923), 1-9]. — Dans un gaz parfait la vitesse du son est $\sqrt{\frac{C}{c}\frac{p}{\rho}}$; elle est indépendante de la fréquence. Il ne doit pas en être de même dans un gaz partiellement dissocié; les variations de pression doivent amener un déplacement de l'équilibre; ce déplacement doit s'établir surtout pour les basses fréquences. Keutel (1910) l'a signalé : Einstein [*Berl. Ber.*, **18** (1920), 381] a traité le problème théoriquement.

L'auteur a déterminé, par la méthode de Kundt, la vitesse du son dans N^2O^4 pour des fréquences variant de 1 680 à 3 700 s^{-1}. La pression a varié de 200 à 500 mm de Hg; la température, de 18,0° à 26,0°C. *La vitesse du son dépend de la fréquence;* elle diminue de 3 m : s environ quand la fréquence prend la valeur la plus basse.

Par une méthode analogue à celle de Clément et Desormes, on peut déterminer le rapport $\frac{C}{c}$; les mesures de pression et de température permettent, grâce à l'équation d'état de N^2O^4 [Wourtzel, *C. R.*, **169** (1920), 1397-1400], de calculer le quotient $\frac{\Delta p}{\Delta \rho}$. D'où la vitesse du son pour une fréquence très basse. La dispersion à 21° C sous 500 mm de Hg est ainsi de 4 m : s, soit 2,2 p. 100 de la vitesse du son (185 m : s).

La relation d'Einstein permet de calculer les coefficients k_1 et k_2 de la réaction

$N^2O^4 \rightleftarrows 2NO^2$. On trouve, à 21° C et 500 mm de Hg, $k_1 = 440$, $k_2 = 4{,}6.10^6$. Dans ces conditions, 4,4 p. 100 de N^2O^4 se transforment en NO^2 en 10^{-4} s et 4,6 p. 100 subissent la réaction inverse en 10^{-8} s. E. Darmois.

Sur la vitesse du son dans les liquides contenus dans des tuyaux cylindriques légèrement élastiques. — **Green (H.-G.)** [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 907-917]. — L'auteur, qui paraît ignorer les travaux de Young et Korteurg sur le même sujet, donne la théorie de la propagation des ondes dans un fluide *incompressible*, contenu dans un tuyau cylindrique *épais*. Il compare les formules théoriques obtenues avec les résultats expérimentaux de Kundt, Lehmann et Dvorak et obtient un accord assez convenable, « insuffisant cependant pour rendre inutile le recours à l'expérience dans les cas où une très grande précision est requise ». En raison des hypotèses initiales, le contrafre eut été surprenant.- — A. Foch.

Sur les ondes sonores de courte longueur d'onde. — **Palaiologos (K.)** [*Zeits. f. Phys.*, **12** (1923), 375-378]. — Mesure de la vitesse de propagation, dans l'air, d'ondes acoustiques de longueur d'onde variant de 1,71 à 0,17 mm. Le son est produit par la superposition d'un courant alternatif faible au courant continu d'alimentation d'un arc. Ce courant alternatif est produit par un circuit oscillant à lampe dont la fréquence est mesurée par un ondemètre.

On mesure la longueur d'onde de l'ultra-son en le diffractant par un réseau de période égale à 1,86 ou 0,60 mm. L'appareil récepteur du son, utilisant la pression produite par les ondes sonores (d'après Lord Rayleigh), est constitué d'une lamelle de mica suspendue à un fil de quartz très fin.

On a trouvé, pour la vitesse des ultra-sons, 335 m : s avec des écarts inférieurs à 3 p. 100 et paraissant accidentels. — R. Fortrat.

Recherches américaines sur l'acoustique. — **Munby (A.-E.)** [*Nat.*, **110** (1922), 575-577]. — Cet article donne des détails fort intéressants sur le laboratoire d'acoustique de Wallace Sabine, situé à Geneva, Illinois. C'est un bâtiment à trois étages, spécialement aménagé pour des recherches d'acoustique, et dont la partie principale est la *chambre des sons*, qui est complètement isolée par une couche d'air, comprise entre ses parois et les murs extérieurs. C'est dans cette salle que l'on mesure l'intensité des sons. Les parois intérieures en sont garnies avec un mélange de plâtre et de fibre de bois. De la chambre des sons partent trois sortes de couloirs, dits salles d'essais, séparées de la précédente par de lourdes portes d'acier, destinées à arrêter complètement, si cela est nécessaire, le son qui peut y être émis. Les substances à essayer sont disposées au travers de l'un ou l'autre de ces couloirs, la porte d'acier correspondante étant naturellement ouverte, de façon à laisser passer le son d'un tuyau d'orgue, actionné dans la chambre des sons.

L'orgue employé est un instrument complet à 74 tuyaux, et donnant tous les sons de l'échelle musicale, depuis ut_1 jusqu'à ut_8. Cet orgue est mis en marche électriquement, à distance, par l'observateur situé dans la salle d'essais. Pour assurer l'égalité de répartition du son dans la chambre des sons, un grand réflecteur en acier, monté sur un axe central orienté verticalement, tourne d'un mouvement uniforme. — L. Brüninghaus.

L'acoustique des espaces clos. — **Schuster (A.)** [*Nat.*, **110** (1922), 247]. — Il est bien connu que les conditions de la bonne acoustique d'une salle correspondent à l'élimination de la résonance due aux réflexions sur les parois. En raison de la grande vitesse de la transmission du son dans presque tous les corps solides,

l'angle de réflexion totale est petit : pour le bois de chêne, il est d'environ 6°, et pour le verre il ne dépasse pas 3°. La méthode simple et partiellement efficace qui consiste à étouffer la résonance en garnissant les murs de substances poreuses est d'une application difficile dans les vastes locaux, et une solution plus praticable paraît être à l'auteur la découverte et l'emploi d'une substance dont on puisse revêtir les murs, et dans laquelle la vitesse de transmission du son soit à peu près la même que dans l'air.

Malheureusement, notre connaissance de la vitesse du son dans les différents milieux est très limitée. Le liège remplit cependant à peu près la condition précédente. Il serait intéressant de rechercher s'il y en a d'autres. De toute façon, des expériences faites dans cette direction sont très désirables.

L. Brüninghaus.

L'acoustique des espaces clos. — **Schuster** (**A.**) [*Nat.*, **110** (1922), 341-342]. — Courte rectification à la note précédente. L'auteur a omis de tenir compte de la densité de la substance qui garnit les parois ; il est nécessaire que cette densité soit peu différente de celle de l'air, ce qui complique singulièrement la question. — L. Brüninghaus.

La réduction du son transmis par des parois de plâtre en fonction de leur épaisseur. — **Sabine** (**P.-E.**) [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 480-481]. — La réduction d'intensité dépend de la fréquence du son ; elle croît avec celle-ci.

L. Brüninghaus.

Sur la réflexion du son sur les parois perforées. — **Bjorkeson** (**A.**) [*Fys. Tids.*, **20** (1922) 133-134]. — L'auteur applique la théorie du son de Lord Rayleigh à la réflexion du son sur une paroi en substance imperméable au son, perforée de canaux d'égale grandeur et profondeur, perpendiculaires à la paroi et répartis uniformément. L'amplitude et la phase de l'onde réfléchie dépendent du nombre, de la fréquence propre et de l'amortissement des résonateurs que constituent ces canaux.

L'auteur rend compte d'une méthode expérimentale basée sur la mesure des phases dans les variations de pression de grands tuyaux de résonance, dont une extrémité est fermée par la substance à étudier. Les nombreuses mesures faites sur des parois perforées donnent des résultats concordant assez bien avec les conclusions théoriques. — H. Tscherning.

Sur le bruit des avions. — **Dévé** (**Ch.**) [*C. R.*, **174** (1922), 1010]. — Lorsque, debout sur un terrain dur et à peu près uni, on écoute un avion passer au-dessus de sa tête, on perçoit un ronflement de tonalité basse semblant dépourvu de notes élevées. Si l'on baisse la tête, la tonalité monte, de plus de deux octaves quand l'oreille est à environ 20 cm du sol. Le phénomène cesse quand l'avion s'éloigne à 45° environ du zénith. L'auteur en donne une explication basée sur la forme (non sinusoïdale) des ondes du son fondamental, où domine la note produite par les explosions et surtout par les échappements du moteur, et sur la réflexion de ces ondes par le sol. Il décrit des expériences qui semblent confirmer cette hypothèse. — A. Blanc.

Sur l'onde atmosphérique produite par l'explosion des usines d'Oppau. — **Fabry** (**L.**) [*C. R.*, **173** (1921), 567]. — Deux baromètres enregistreurs, à Marseille, ont montré un petit crochet le 21 septembre 1921 à 8 h 4 m du matin, temps moyen de Greenwich. L'heure qui a été donnée pour l'explosion

d'Oppau est 7 h 30 m du matin : si cette heure est en temps de Greenwich, la différence correspond bien à la vitesse du son pour la distance Oppau-Marseille ; mais si c'est l'heure de l'Europe centrale, il faudrait admettre une propagation beaucoup trop lente. Le sismographe de l'observatoire de Marseille n'a enregistré aucune vibration du sol. — A. Blanc.

Propagation du son des explosions. — [*Nat.*, **110** (1922), 619-620]. — Note relative aux anomalies constatées sur la propagation du son : zones de silence et autres. — L. Brüninghaus.

La zone silencieuse dans les aires sonores produites par une explosion. — Davidson (C.) [*Nat.*, **111**, (1923), 117]. — L'auteur donne, dans cette courte note, quelques nombres relatifs à la position de la zone de silence.

L. Brüninghaus.

Contribution expérimentale à l'étude de la propogation du son dans l'atmosphère libre. — Angerer (E.-V.) et Ladenburg (R.) [*Ann. der Phys.*, **66** (1921), 293-322]. — L'auteur expose les résultats de recherches qu'il a dirigées de 1916 à 1918 et qui avaient pour but de mesurer la vitesse de l'onde de choc au voisinage du foyer de l'explosion, de déterminer à nouveau la vitesse du son dans l'atmosphère libre, et de démontrer expérimentalement que les rayons sonores s'incurvent sous l'influence des variations de la température et du vent avec l'altitude.

Au voisinage immédiat du foyer de l'explosion, on vérifie que la vitesse de propagation est supérieure (plus grande vitesse observée, 1150 m : s) à la vitesse normale, vers laquelle elle tend asymptotiquement ; pour des charges importantes, on trouve encore des écarts notables à 200 m du canon.

La vitesse de propagation du son à l'air libre (air sec à 0° C) est de 330, 8 $\pm$ 0,1 m : s soit de 0,7 m : s (0,002) inférieure à la valeur théorique. — Le brouillard n'a pas d'influence sur la vitesse du son.

Parfois, à une assez grande distance de la source, on trouve des ondes qui précèdent, avec le vent, l'onde primaire de 0,1 à 0,3 seconde ; par vent contraire, ces ondes sont en retard de 0,1 à 0,2 seconde.

La courbure du rayon sonore qui progresse avec le vent a été déterminée expérimentalement par l'avance du son pour des distances croissantes, ainsi que par l'obliquité des rayons sonores incidents. Pour un gradient régulier de la vitesse du vent (vitesse régulièrement croissante avec l'altitude), les temps calculés d'après le principe de Fermat coïncident avec les temps observés, avec une exactitude supérieure au dixième de seconde pour des trajectoires de plusieurs kilomètres de longueur.

La direction d'où provient le son peut être déterminée, dans une région de plaine, avec la précision du demi-degré environ. — M. Pauthenier.

La propagation de l'onde sonore à partir de la bouche d'un grand canon. — Miller (D.-C.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 255-257]. — Les mesures ont été faites, au moyen d'un galvanomètre à corde et de microphones, jusqu'à 2 200 pieds du canon. L'onde, en milieu calme, est une sphère dont la section par un plan contenant l'axe de l'arme a pour équation $[x - a(1 - e^{-bt})]^2 + y^2 = v^2t^2$. Le vent déplace le centre de la sphère. — M. Courtines.

Démonstration d'une nouvelle méthode pour produire des effets visuels au moyen du son. — Fournier d'Albe (E.-E.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 203]. — Les vibrations sonores produisent sur une goutte de mercure

un système d'onde stationnaires projetable sur un écran, qui dépend de la fréquence des vibrations, et fournit une image visible du son rendu.

L. Brüninghaus.

Instruments.

Théorie de la flamme chantante. — **Richarson (E.-G.).** [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1923), 47-54]. — Etude expérimentale entreprise pour départager les théories données par lord Rayleigh [Theory of sound, II, 2.7] et par Gill [*Sill. Journ.*, **4** (1897), 177]. La première est exacte : les pressions de l'air au voisinage de la flamme, et du gaz à l'orifice d'inflammation sont en phase.

C. Florisson.

Le « Flamephone ». — **Heath (H.-W.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1923), 195]. — Cet appareil est une sorte de phonographe où les vibrations sont transmises à l'air par un pavillon et une flamme actionnée par une capsule manométrique, en liaison. Il se produit là un effet renforçateur non expliqué.

C. Florisson.

Notes sur la flamme sifflante de Lissajous. — **Richardson (E.-G.).** [*Amer. Journ. Sc.*, **6** (1923), 11-14]. — Cette flamme se produit quand on place l'extrémité d'un tube au-dessus de la flamme d'un bec Bunsen, brûlant au-dessus d'une toile métallique. Comme Gill l'a indiqué [*Amer. Journ. Sc.*, **4** (1897), 187], il faut chercher la cause du phénomène dans les courants variables qui traversent le tube, réagissent sur l'alimentation d'air de la flamme, et produisent une variation de la quantité de chaleur transmise par seconde à la colonne vibrante.

Ed. Salles.

L'accord de diapasons de Koenig. — **Waetzmann (E.)** [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 302-386]. — En faisant vibrer simultanément deux diapasons dont les hauteurs p et q sont des multiples entiers de 256, on entend nettement, parmi les sons résultants, le son $256 = mq - nq$; c'est, d'après la théorie d'Helmholtz, un son différentiel d'ordre $m - n + 1$. On a pu l'observer dans des cas où il est du 14e ordre, quoiqu'en général on n'entende pas les sons différentiels d'ordre aussi élevé. L'auteur propose d'admettre que c'est le son différentiel de 1er ordre des deux harmoniques d'ordre $m - 1$ et $n - 1$, dont les hauteurs sont mq et nq : il ne reste qu'à démontrer que ces deux harmoniques existent.

L'expérience montre que l'intensité des sons différentiels est d'autant plus grande que la hauteur des sons primaires est plus élevée. Waetzmann déduit d'un calcul de Wien relatif aux plaques de téléphone que, pour des sons primaires d'amplitude donnée, l'amplitude du son différentiel du premier ordre $p - q$ est proportionnelle à $p^2 q^2$. — G. Bruhat.

Sons supérieurs des grands diapasons. — **Anderson (S.-H.)** [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 692-694]. — Outre les sons supérieurs habituels de fréquences 6,27, 17,55 et 34,39 fois la fréquence fondamentale, les diapasons à son grave ont un autre son supérieur souvent gênant dont la fréquence est environ trois fois la fréquence fondamentale. — C. Gutton.

Théorie dynamique du chevalet d'un certain type d'instrument à corde. — **Kar (K.-C.)** [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 695-698]. — Théorie mathématique d'un instrument à cordes de l'Inde. Etude des vibrations d'une corde recevant des impulsions périodiques dont la fréquence est à l'octave du son fondamental de la corde. — C. Gutton.

Note sur les tambours musicaux. — Ghosh (R.-N.) [*Phys. Rev.*, 20 (1922), 526-527]. — Dans l'Inde, il y a des tambours musicaux qui sont chargés suivant une zône centrale, de façon à donner des harmoniques partiels. L'auteur présente la théorie de ces instruments dans deux cas : 1° Lorsque la charge par unité d'aire varie en raison inverse de la distance au centre. 2° Lorsqu'elle varie en raison inverse de la puissance deux de la même distance. On trouve que, dans le second cas, les partiels forment une série harmonique, tandis qu'il n'en est rien dans le premier cas. — L. Brüninghaus.

Tambours hindous. — Ghosh (R.-N.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 315-316]. — Courte remarque au sujet de certains tambours hindous, qui sont chargés suivant une zône centrale, et émettent des harmoniques partiels. — L. Brüninghaus.

Un nouveau générateur sonore. — Hewlett (C.-W.) [*Phys. Rev.*, 17 (1921), 257-258]. — Une lame mince d'aluminium est placée entre deux galettes montées en opposition sur une source continue shuntée par une série de deux condensateurs. La force électromotrice alternative est branchée entre la jonction des galettes et la jonction des condensateurs. Les bobines fonctionnent donc en concordance pour le champ alternatif, produisent des courants de Foucault dans la lame et le champ continu agit sur eux. L'appareil sert également à la réception.

M. Courtines.

Un nouveau générateur de sons. — Hewlett (C.-W.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 52-60]. — Appareil permettant de produire un son pur et pouvant servir de récepteur.

Un diaphragme métallique non magnétique est disposé entre deux bobines plates parcourues par un courant I_0 et produisant un champ magnétique radial dans le diaphragme. Si on superpose à ce courant continu un courant alternatif sinusoïdal I, de fréquence $\omega/2\pi$, des courants circulaires sont induits dans le diaphragme qui est alors soumis à une force électrodynamique sinusoïdale et vibre avec la fréquence du courant alternatif.

L'absence d'harmoniques supérieurs est due à ce que le champ magnétique radial est constant et à l'absence de corps ferromagnétiques.

Lorsque l'appareil est utilisé comme générateur de sons, les bobines sont reliées à un oscillateur thermionique dont la fréquence peut varier de 500 à 25 000 s^{-1}. Utilisé comme récepteur, le courant induit dans les bobines par le mouvement du diaphragme est envoyé dans un amplificateur à lampes.

Après avoir déterminé expérimentalement la distribution du champ entre les bobines, on a établi les équations donnant les courants circulant dans le diaphragme et on les a résolues dans un cas particulier. On a ensuite calculé les forces agissant sur les différents points du diaphragme, l'amplitude de la vibration et l'énergie du son.

Avec un diaphragme d'aluminium de 0,0025 cm d'épaisseur et de 10 cm de diamètre, un courant continu de 1 ampère et un courant alternatif de 0,085 A, de réquence $10^5/2\pi$, l'amplitude était de 7×10^{-7} cm et l'énergie, 9 ergs par seconde. L'appareil peut servir comme source de son de précision ; comme récepteur ou transmetteur téléphonique, il s'est présenté aux essais comme remarquablement fidèle — R. Fric.

Harmoniques de sirène et sirène à son pur. — Milne (E.-A.) et Fowler (R.-H.) [*Proc. Roy. Soc.*, 98 (1921), 414-427]. — La sirène ordinaire peut être regardée comme une source ponctuelle d'air, de flux variable, le flux étant propor-

tionnel à l'aire de l'orifice formé par les trous du disque; en général, le son d'une telle sirène est loin d'être pur. Les auteurs calculent les intensités relatives des harmoniques pour une sirène avec trous circulaires et un orifice circulaire; ils comparent ces nombres avec ce que donne l'expérience; on conclut qu'une note de pureté satisfaisante doit être obtenue avec une sirène de ce type, dans laquelle la distance entre les centres de deux trous adjacents est double du diamètre des trous. Si, toutefois, l'orifice est de section rectangulaire, les trous peuvent être tracés de façon à ce que l'aire de l'orifice libre pour la sortie du vent varie exactement comme la grandeur du déplacement : une telle sirène doit produire un son très pur.

L. Brüninghaus.

Le tuyau d'orgue comme système couplé. — Jones (A.-T.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 118]. — Les divers changements de hauteur que subit un tuyau d'orgue lorsqu'on accroît graduellement la pression n'ont jamais été complètement expliqués. Lunn a considéré seulement les petites variations de hauteur, correspondant à des pressions différentes, mais voisines de celle qui est normalement utilisée pour faire fonctionner le tuyau. Les changements de hauteur ont été examinés expérimentalement par différents observateurs, notamment par Wachsmuth et ses élèves. D'autre part, notre connaissance du tuyau à anche a été récemment accrue dans une large mesure par Vogel, qui a traité ce tuyau comme un système couplé.

L'anche seule possède une certaine fréquence naturelle, le tuyau qui la surmonte possède de son côté une série de fréquences naturelles, et les sons de l'anche et du tuyau réagissent l'un sur l'autre. Il a paru possible à l'auteur que le tuyau à embouchure de flûte puisse être envisagé de façon analogue. Le tuyau seul possède une série de fréquences naturelles, le vent frappant la lèvre produit un son sifflant, et les sons du tuyau et de la lèvre réagissent l'un sur l'autre. La hauteur du son sifflant dépend de la pression du vent, et divers observateurs ont trouvé que cette hauteur croît lorsque la pression augmente, qu'il s'y produit d'ordinaire des discontinuités, et que des conclusions analogues sont valables pour les tuyaux d'orgue.

Si un tuyau à embouchure de flûte peut être considéré comme un système couplé, on doit s'attendre à ce que la fréquence du son du tuyau se trouve au voisinage de la fréquence naturelle de la composante la moins amortie. Or, bien que l'émission du son par le tuyau produise un amortissement plutôt élevé de la composante du tube, il paraît vraisemblable que le son sifflant doive être beaucoup plus fortement amorti. Il en résulte que l'on doit s'attendre à ce que la fréquence du son du tuyau soit peu éloignée de la fréquence naturelle du tube, et on est conduit à penser en outre que cette fréquence s'écartera le plus fortement de la fréquence naturelle du tube, lorsque la fréquence naturelle du son sifflant sera voisine de celle du tube. Cette manière de voir paraît corroborée par quelques observations préliminaires.

Le tuyau utilisé pour ces observations est un diapason de bois ouvert construit par la *Austin Organ Company*. Le tube a pour dimensions intérieures $67{,}6 \times 9{,}6 \times 7{,}1$ cm. Il est mis en vibration pour une pression de 7,6 cm d'eau, et la lèvre est à 19 mm au dessus de la lumière de l'embouchure. Tous les sons étaient déterminés par comparaison avec un sonomètre. La fréquence naturelle du tube était déterminée en envoyant de l'extérieur une rapide bouffée d'air à travers l'embouchure du tuyau, et saisissant la hauteur pendant que le son s'éteignait. On obtenait la fréquence naturelle du son sifflant en bourrant la partie du tuyau qui surmonte l'embouchure avec du coton, et envoyant le vent à la manière ordinaire. Dans la figure ci-contre, la fréquence de la note rendue par le tuyau est exprimée en fonc-

tion de la fréquence correspondante du son sifflant. Pour les courbes A et B, la hauteur du son sifflant était très inférieure à la hauteur naturelle du tuyau ; c'est l'octave du son sifflant qui a été utilisé au lieu du fondamental. Les pressions

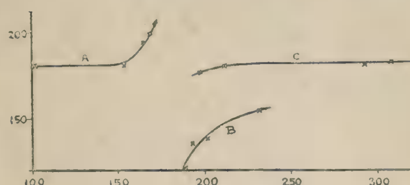


Fig. 1.

employées étaient les suivantes : De 3,1 à 4,9 mm d'eau pour A ; de 8,9 à 11,1 mm pour B ; plus de 23 mm pour C. La courbe C monte lentement vers la droite aux pressions les plus élevées qui étaient utilisables (20 cm d'eau). Cette pression n'était pas suffisante pour faire sauter le tuyau à l'octave.

La fréquence naturelle du tube est d'environ 185 vibrations par seconde. On voit que le tuyau peut être traité comme un système couplé, et, lorsque le couplage est assez étroit, les courbes ont la forme générale à laquelle on devait s'attendre.

L. Brüninghaus.

La formation du son dans les sifflets à fente circulaire par émission périodique de tourbillons circulaires. — Krüger (F.) et Marschner (E.) [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 581-611]. — Suite d'études antérieures sur les sifflets à fente linéaire [*Ann. der Phys.*, **60** (1919), 701 et **62** (1920), 673]. L'air sortant d'une fente circulaire (sifflet sans le biseau) produit des tourbillons circulaires de rayons alternativement plus grands et plus petits, les plus grands tournant vers l'extérieur, les plus petits vers l'intérieur. Soit l la distance de deux tourbillons de même sens ; h, la différence des rayons de deux tourbillons consécutifs (de signes contraires) ; u, leur vitesse ; $N = \frac{u}{l}$, la fréquence d'émission de deux tourbillons de même sens ; V, la vitesse d'écoulement du fluide ; D, la largeur de la fente ; on vérifie que

$$\frac{ND}{u} = 0{,}55$$

dans tous les cas. Or, dans le cas des fentes rectilignes, la théorie indique que

$$\frac{u}{U} = a \qquad \text{et} \qquad \frac{l}{D} = b$$

sont des constantes dont le rapport

$$\frac{uD}{Ul}, \qquad \text{ou} \qquad \frac{ND}{l} = \frac{a}{b},$$

est précisément 0,55.

Il est très difficile dans ces conditions de produire un son ou des tourbillons gazeux. Le contrôle a été fait au moyen de tourbillons dans l'eau. Pour des observations visuelles, l'eau qui produit les tourbillons était colorée par MnO^4K, elle arrivait dans une solution diluée de SO^2 qui décolorait peu à peu le permanganate. Pour des photographies il a été commode de se servir d'eau, colorée avec du sulfate de cuivre, additionnée d'un peu d'ammoniaque et d'un peu de sulfate de quinine.

L'adjonction d'un couteau (ou biseau) circulaire en face de la fente en fait un sifflet. Le couteau laisse subsister les tourbillons qui lui sont alternativement intérieurs et extérieurs, mais il modifie leur fréquence. La rencontre d'un tourbillon avec le couteau produit une onde acoustique réfléchie qui libère le tourbillon suivant de même sens en arrivant sur la fente. Soit f la distance de la fente au couteau.

$$N = \frac{1}{\frac{f}{c} + \frac{f}{u}},$$

c'est-à-dire à peu près

$$N = \frac{u}{f}.$$

Donc

$$\frac{u}{U} = \frac{N.f}{U}.$$

Ce rapport a été trouvé constant et égal à 0,34 par la méthode hydrodynamique; à 0,38, par la méthode acoustique. Avec les sifflets rectilignes, on a

$$\frac{u}{U} = 0{,}38.$$

Lorsque f augmente, le son change brusquement au moment où f devient un multiple entier de l. On a pu vérifier par là que le rapport $\frac{l}{D}$ est sensiblement égal à 4,8, valeur observée dans le cas des fentes sans biseau.

R. Fortrat.

Une explication physique de l'action du nouveau tube chantant. — **Knipp** (C.-T.) et **Kunz** (J.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 400-401].

L. Brüninghaus.

Sur la production de sons par des tubes métalliques enroulés en spirale. — **Cermak** (P.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 394-397]. — Quand on souffle dans un tube métallique enroulé en spirale, on obtient un son dont la hauteur dépend du nombre de spires rencontrées par l'air dans une seconde. On n'obtient d'ailleurs que des sons qui sont les harmoniques d'un son fondamental dont la hauteur dépend des dimensions du tube; ce son fondamental est nettement plus grave que celui d'un tuyau rectiligne de même longueur.

G. Bruhat.

Sur une nouvelle méthode pour produire des ondes sonores. — **Hartmann** (J.) [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 719-727]. — L'auteur a déterminé, au moyen d'un simple tube de Pitot, la variation de pression le long d'un jet d'air à grande vitesse, produit par une pression de 0,9 à 5 atm au dessus de la pression atmosphérique, et il y a localisé les intervalles périodiques d'instabilité. Il a trouvé, d'autre part, que ces intervalles d'instabilité peuvent être employées pour produire un son. — 1. *Forme d'ampoule*. Lorsque le petit orifice d'une ampoule est placé dans un de ces intervalles, de sorte que les particules d'air se meuvent alternativement vers l'intérieur et vers l'extérieur de l'orifice, des pulsations analogues à celles d'une sirène se produisent, sans du reste que le son soit simple. La

fréquence fondamentale dépend du volume de l'ampoule, de la taille de l'orifice et de sa position dans le jet; elle peut facilement varier de 0,1 à 5 000 vibrations par seconde. — **2.** *Forme cylindrique.* Lorsqu'un simple résonateur cylindrique est placé de façon à ce qu'une de ses extrémités se trouve dans un intervalle d'instabilité, on obtient des sons simples, sauf pour les positions auxquelles un harmonique supérieur peut apparaître. La fréquence est celle du son fondamental du résonateur, et elle peut aller jusqu'à 125 000 vibrations par seconde, par l'emploi d'un tube très court. Avec l'hydrogène, les fréquences sont, naturellement, 3,8 fois plus élevées. Le fonctionnement de telles sources sonores est remarquable, on obtient facilement ainsi des intensités autrement fort difficiles à produire. — L. Brüninghaus.

Nouveau montage électrique pour la production d'ondes sonores. — **Petropoulos** (**C.-J.**) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 317-318].

Etude photographique des ondes sonores se propageant entre parois courbes, et amplification du son par les pavillons. — **Foley** (**A.-L.**) [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 505-512]. — La méthode consiste à prendre des photographies instantanées de l'onde sonore produite par une forte étincelle électrique. La réflexion des ondes se produit en conformité parfaite avec la construction d'Huyghens. Il n'y a pas glissement de l'onde au contact de la paroi courbe. Lorsqu'une onde émerge par l'ouverture d'un pavillon, la proportion d'énergie vibratoire réfléchie est petite ; au contraire, une fraction importante de l'énergie qui pénètre par l'ouverture large d'un pavillon est réfléchie vers l'intérieur.

En général, l'amplification due aux pavillons résulte à la fois de la réflexion et de la résonance. — L. Brüninghaus.

Résonateurs positifs et négatifs à très petite ouverture conique (ouverture en trou d'épingle). — **Barus** (**C.**) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, **8** (1922), 163-165]. — Les résonateurs employés par l'auteur sont munis de tubes courts en laiton, de 6 mm de diamètre, terminés par une ouverture conique de très petites dimensions, analogue au trou percé par une épingle dans une feuille de papier recouverte d'une mince couche de cire. Les phénomènes observés diffèrent suivant le sens dans lequel est percée l'ouverture : si elle est percée de l'intérieur du tube vers l'extérieur, les déviations des franges sont positives et passent par un maximum pour une dimension appropriée du trou (résonateur positif); si l'ouverture est percée de l'extérieur vers l'intérieur, les déviations correspondantes sont négatives (résonateur négatif). En changeant le sens de l'ouverture, les compressions acoustiques se transforment en dilatations ; il s'ensuit qu'une ouverture cylindrique employée conjointement avec le résonateur doit être sans effet.

Deux résonateurs, l'un positif, l'autre négatif, reliés séparément au dispositif manométrique, ajoutent très sensiblement leurs effets. La sensibilité de l'ensemble est environ le double de celle d'un résonateur unique. Avec un appareil de ce genre, l'auteur a pu « entendre » un tuyau sonore placé à une distance de 6 mètres, la déviation correspondante obtenue étant d'une frange environ. — Mg. J. Rivière.

Théorie des filtres d'ondes acoustiques : les fréquences limites de transmission. — **Stewart** (**G.-W.**) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 401]. — L'auteur poursuit son étude des filtres d'ondes. Il trouve qu'au moins trois sortes de filtres sont praticables : celui qui laisse passer une seule bande, le filtre à basse fréquence, et le filtre à haute fréquence. Ces filtres ont été construits, et leur fonctionnement concorde avec la théorie. — L. Brüninghaus.

Filtres d'ondes acoustiques. — **Stewart (G.-W.)** [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 528-551]. — L'auteur montre qu'il est possible de construire un filtre acoustique dont les valeurs des fréquences limites de transmission sont déterminées par les relations $Z_1/Z_2 = 0$ et $Z_1/Z_2 = -4$, où Z_1 et Z_2 sont les impédances des circuits acoustiques principal et dérivé. On a construit des filtres à basse fréquence, en utilisant, par exemple, deux cylindres coaxiaux réunis par des cloisons également espacées et perpendiculaires à l'axe. Chacune des chambres ainsi formée débouche par une série d'ouvertures dans le cylindre intérieur, qui sert de tube de transmission. Dans un cas, le volume d'une chambre avait 6,5 cm³ ; le rayon du tube intérieur était 1,2 cm ; la distance entre les ouvertures, 1,6 cm. On appelle *section* une portion du tube correspondant à une chambre et à une longueur égale de tube intérieur. On a trouvé que quatre telles sections transmettent 90 p. 100 de l'énergie sonore, pour des fréquences comprises entre 0 et 3 200 vibrations par seconde. A partir de cette fréquence, l'affaiblissement devient très considérable, la transmission s'annulant jusqu'à une fréquence d'environ 4 600 vibrations par seconde, pour laquelle la transmission réapparaît. D'autres formes de tubes ont été réalisées, répondant à des besoins déterminés.

L'action de ces filtres est, on le voit, tout à fait remarquable. Elle paraît basée, non sur la dissipation de l'énergie, mais sur des phénomènes d'interférence.

L'étendue des services que peuvent rendre ces filtres acoustiques est considérable. Leur simplicité de construction et leur bas prix permettront d'en généraliser l'emploi. Au laboratoire, on peut s'en servir pour éliminer d'un son des parasites gênants, ou pour faire l'analyse de certains types de sons. Bornons-nous à mentionner les champs possibles de leurs applications aux instruments les plus répandus. Dans le cas du téléphone sans fil et du phonographe, suppression des sons grinçants si désagréables. En télégraphie sans fil, possibilité de réception simultanée de plusieurs messages avec la même antenne. Amélioration des hauts parleurs de tous modèles.

L'étude du filtre acoustique présente donc un grand intérêt, à la fois théorique et pratique. — L. Brüninghaus.

MESURES ET ÉTALONS

Turbine phonique. — **Carrière (Z.)** [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 337-345].

Turbine phonique. — **Carrière (Z.)** [*Ann. de Phys.*, **17** (1922), 123-164]. — La sirène est une turbine à gaz dont la vitesse est directement commandée par la pression d'une soufflerie. Pour maintenir constante cette vitesse et, par suite, obtenir un son de fréquence déterminée, le physicien doit régler et maintenir constante la pression motrice : une expérience de ce genre peut difficilement durer plus de quelques minutes. M. Carrière a réalisé un appareil plus parfait — et de construction très simple — qu'il désigne sous le nom de « turbine phonique ». Il est constitué par une roue réceptrice munie d'aubages convenables et alimentée par un *courant gazeux pulsatoire* avec lequel elle reste *synchronisée*. C'est, en aérodynamique, le pendant du moteur alternatif synchrone en électrotechnique. L'auteur donne une élégante théorie de son nouvel appareil de laboratoire ; il indique la technique de construction ; il montre enfin comment la turbine phonique peut être adaptée à la mesure de la fréquence d'une source sonore. La réalisation de microturbines, dont les dimensions ne dépassent pas quelques milli-

mètres, permet d'explorer des masses gazeuses en vibration, par exemple l'air d'un tuyau.

L'avantage de la turbine phonique sur la sirène est, en somme, une marche parfaitement stable pendant une durée presque illimitée. — J. Cabannes.

Régime des pressions dans une boîte à anche. — Carrière (Z.) [*Journ. de Phys.*, 4 (1923), 11-17].

Une méthode d'étude des ondes sonores au moyen d'un commutateur synchrone. — Grondahl (L.-O.) [*Phys. Rev.*, 17 (1921), 258-259]. — Un téléphone parle devant la bouche d'un patient; un stéthoscope, placé sur la poitrine, excite un microphone qui agit par l'intermédiaire d'un transformateur sur un amplificateur à deux étages; les courants amplifiés sont reçus par un galvanomètre d'Arsonval au moyen d'un commutateur tournant, calé sur l'arbre de la génératrice à 600 périodes qui excite le téléphone. — M. Courtines.

Puissance acoustique de certaines sources sonores, en unités absolues. — Sabine (P.-E.) [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 475]. — Les puissances acoustiques de divers instruments sont déterminées, et données en erg : s. De même pour les voyelles parlées. — L. Brüninghaus.

Mesures absolues de l'intensité sonore. — Webster (A.-G.) [*Nat.*, 110 (1922), 42-45]. — Cet article est principalement consacré à la description d'un appareil, appelé phonomètre, destiné à la mesure de l'intensité sonore en valeur absolue. Il comprend un léger disque maintenu dans le plan de l'orifice d'un résonateur par trois fils d'acier tendus. Les mouvements vibratoires du disque sont transmis, par l'intermédiaire d'un ressort délicat, à un miroir concave. Un viseur est mis au point simultanément sur une petite lampe électrique à filament rectiligne vertical, et sur l'image qu'en donne le miroir. Les vibrations de celui-ci se traduisent dans le champ du viseur par un élargissement mesurable de l'image fournie par le miror concave. Cet élargissement est une fonction déterminable de l'amplitude des vibrations sonores, d'où une mesure possible de cette amplitude, et par conséquent de l'intensité du son correspondant.

La sensibilité du dispositif repose sur l'emploi de la résonance : en tendant plus ou moins les fils supportant le disque, on peut égaliser la période propre du disque avec la période du son à étudier. D'autre part, le fond du résonateur cylindrique, à l'orifice duquel se trouve le disque, permet d'accorder également le résonateur sur le son dont on mesure l'intensité. Ces réglages une fois effectués, on voit que les lectures vont résulter de la mise en jeu d'une double résonance. Cet appareil se prête à un grand nombre d'expériences d'acoustique.

L. Brüninghaus.

Sur la mesure de l'émission acoustique et de l'efficacité de l'appareil d'alarme pour le brouillard. — King (L.-V.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 120]. — Lorsque le son est engendré par l'air comprimé, celui-ci subit une chute de température considérable due au travail mécanique propagé au loin sous forme de vibrations sonores. Au cours des expériences résumées ici, c'est cette chute de température qui servait à la mesure de l'émission acoustique. Les résultats obtenus en 1913 se sont trouvés confirmés, et on constata la possibilité d'obtenir les caractéristiques acoustiques de l'appareil par l'emploi de deux thermoéléments, l'un étant placé du côté où la pression est élevée, l'autre du côté ou règne la basse pression.

En combinant les résultats ainsi obtenus avec ceux fournis, par l'analyse harmonique des ondes, par D. C. Miller, il est maintenant possible d'établir quelle puissance revient au son fondamental et à chacun des harmoniques.

On a observé notamment que les harmoniques s'éteignaient progressivement par propagation dans l'atmosphère, le fondamental persistant seul à une distance de trois milles ou plus. — L. Brüninghaus.

Un appareil simple pour les essais de fréquence. — **Edwards** (P.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 120-121]. — L'unité employée dans cet appareil est un résonateur cylindrique sur la face duquel est fixé un léger vibrateur à torsion, accordé à la même fréquence que le résonateur. La lame du vibrateur est placée juste devant l'ouverture du résonateur, de façon à se trouver sous l'action des vibrations renforcées de l'air qui existent dans cette région. Au vibrateur est attaché un petit miroir concave, et le résonateur est monté de façon à permettre un ajustement de l'image dans les deux sens, vertical et horizontal.

On emploie un certain nombre de ces unités, accordées de façon à présenter entre elles des intervalles de l'ordre de $\frac{1}{8}$ de ton, de sorte qu'il y en ait 5 sur l'étendue d'un demi ton et 9 pour un ton entier. Les images sont formées sur l'écran suivant une ligne, dans l'ordre des hauteurs, et l'ensemble constitue un procédé commode pour la vérification immédiate de l'exactitude de la ou des fréquences rendues par un appareil donné. — L. Brüninghaus.

Effets de diffraction dans les mesures d'absorption du son. — **Sabine** (P.-E.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 402]. — L'équation usuelle donnant la diminution de l'intensité sonore dans une salle à parois réfléchissantes est la suivante :

$$At = \log_e I$$

où A est le taux de la diminution ; t, le temps nécessaire pour que le son atteigne l'intensité minima de perception ; I, l'intensité initiale, exprimée en fonction de ce minimum. La valeur de A est donnée par l'équation

$$A = \frac{\Sigma a_1 s_1}{s} \cdot \frac{v}{p}.$$

Le terme $\Sigma a_1 s_1$ a été appelé le pouvoir absorbant total de la pièce et de son contenu ; il est formé par la somme des produits des aires exposées au son par leurs coefficients d'absorption respectifs ; v est la vitesse du son ; p, le libre parcours moyen entre réflexions. Les coefficients d'absorption des différentes substances ont été mesurés en notant la différence de durée du son perceptible de sources connues résultant de l'introduction des surfaces de ces substances dans une salle de pouvoir absorbant connu.

De récentes expériences ont montré que le pouvoir absorbant apparent, par unité d'aire, de substances fortement absorbantes est une fonction de l'aire de l'échantillon essayé, de sa forme, et de sa position par rapport à d'autres surfaces absorbantes, lorsque les dimensions de l'échantillon essayé ne sont pas grandes vis-à-vis de la longueur d'onde du son. On a fait des mesures avec des sons à l'octave les uns des autres, et compris entre C_2 (128 vibrations par seconde) et C_7 (4 096 vibrations par seconde), avec des échantillons ayant de 0,14 à 10,0 mètres carrés. Pour la fréquence à laquelle l'absorption du feutre est maxima, soit 1 024

vibrations par seconde, le pouvoir absorbant par unité d'aire diminue lorsque l'aire augmente, le rapport entre les cas extrêmes étant à peu près égal à $\frac{3}{1}$. Le même effet était observé à d'autres fréquences, quoique la variation ne fût pas aussi grande.

Des écrans de forme allongée, de 3,3 mètres carrés, présentaient un pouvoir absorbant environ double de celui d'une surface d'aire égale, ayant la forme d'un carré.

Par une méthode similaire, on a mesuré le passage du son à travers des ouvertures rectangulaires, ayant de 0,34 à 2,8 mètres carrés et dont les dimensions étaient dans un rapport constant. On a observé le même effet que dans le cas de l'absorption par le feutre. Par exemple, les transmissions relatives de C_4 (512 vibrations par seconde) par unité d'aire et à travers les ouvertures la plus petite et la plus grande, étaient dans le rapport de 11 à 8.

On a fait, d'autre part, un nombre considérable d'expériences, qui toutes suggèrent l'existence du phénomène de diffraction dans le passage du son à travers de petites ouvertures, et conduisent évidemment à apporter des précisions dans la définition des coefficients d'absorption. — L. Brüninghaus.

Sensibilité et précision du transmetteur électrostatique pour la mesure des intensités sonores. — **Wente (F.-C.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 498-503]. — L'instrument, succinctement décrit dans cette note, repose sur le même principe que celui établi par l'auteur en 1917; certains perfectionnements rendent toutefois sa sensibilité indépendante des conditions de température, de pression et d'humidité, et constante pendant une longue période de temps. Au moyen d'un piston-phone et d'un termophone, pour lesquels l'auteur a pu obtenir des formules correctes d'utilisation, on a réussi à fixer invariablement la sensibilité absolue et la phase pour des fréquences allant de 10 vibrations par seconde à 12 000 vibrations par seconde. Huit transmetteurs construits de façon similaire fournissent les mêmes courbes, à 20 p. 100 près. Avec un diaphragme d'acier de 0,0051 cm d'épaisseur, de fréquence naturelle égale à 7 000 vibrations par seconde et avec un intervalle d'air de 0,0025 cm, la sensibilité est d'environ 0,35 millivolt par dyne.

Combiné avec un amplificateur de type courant, l'instrument a une supersensibilité qui est pratiquement uniforme entre les fréquences 25 et 3 000 vibrations par seconde. Il est par suite remarquablement bien approprié à des mesures d'intensité de sons complexes et de sons à fréquence variable, et à l'enregistrement des ondes sonores, par l'intermédiaire d'un oscillographe. En outre, si on a à mesurer l'intensité de sons de hauteur déterminée, l'appareil peut être rendu hautement sélectif, et on peut lui communiquer presque toute sensibilité désirée en employant un amplificateur accordé, lié avec un galvanomètre à vibrations.

L. Brüninghaus.

La production d'une source sonore étalon. — **Paris (E.-T.)** [*Nat.*, **110** (1922), 378-379]. — L'auteur a eu récemment l'occasion d'étudier le problème de la construction d'un modèle simple de source sonore étalon, ce qui l'a conduit à envisager la possibilité d'employer dans ce but une grille à fil incandescent, comme cela est pratiqué dans le microphone de Tucker. Dans ce microphone, la grille est constituée par du fil de platine fin, chauffé par un courant de 20 à 30 milliampères. Ce fil est monté à l'orifice d'un résonateur d'Helmholtz et, lorsque le résonateur est excité par un son de hauteur convenable, les vibrations de l'air à l'orifice produisent un accroissement de la vitesse moyenne de perte de

chaleur par convection, et il en résulte une chute de température du fil, d'où une diminution de résistance de la grille qui peut être mesurée au pont de Wheatstone. Voici maintenant comment l'auteur tire parti de ce dispositif pour la construction d'une source sonore étalon. La source a la forme d'un résonateur cylindrique de Helmholtz. A l'une de ses extrémités est adapté un téléphone, de telle façon que son diaphragme fasse partie de la paroi intérieure du résonateur, tandis qu'à l'autre extrémité est l'orifice portant la grille à fil chaud. Si l'on fait vibrer le diaphragme du téléphone en faisant passer dans sa bobine le courant d'un oscillateur à valve thermionique et que la fréquence de ce courant soit égale, ou presque, à celle du résonateur, un son pur d'intensité modérée sort par l'orifice. En même temps, le fil incandescent de la grille éprouve une diminution de résistance, qui fournit une mesure de l'amplitude des vibrations de l'air de l'orifice, et par conséquent de l'intensité du son émis. Avec l'un des modèles essayés, la résistance de la grille variait de 12 ohms par la production d'un son, de fréquence 200 vibrations par seconde, juste assez fort pour être perceptible à une distance de 10 pieds — la source étant placée sur le sol et à l'air libre.

L'emploi du résonateur sert à purifier la note émise par le téléphone, qui doit du reste être déjà d'une pureté suffisante. Il est aisé, dans ce cas, d'établir une relation simple entre l'amplitude des vibrations sonores et la variation de résistance de la grille, ce qui fournit la possibilité de faire des mesures absolues.

L. Brüninghaus.

Sur les résonateurs doubles pourvus de microphones à fil chaud. — Paris (E.-T.) [*Proc. Roy. Soc.*, **101** (1922), 391-410]. — Boys avait adapté à l'extrémité d'un tuyau un résonateur de Helmholtz. Si ce dernier est convenablement réglé sur le tuyau, on peut observer des résonances très puissantes, bien supérieures à celles données par un résonateur ordinaire. Callendar, Tucker et Paris ont, pendant la guerre 1914-1918, adapté au résonateur de Helmholtz une grille de platine portée au rouge : les vibrations de l'air refroidissent la grille et, du refroidissement, (mesuré au moyen de la résistance électrique) on peut déduire l'intensité des vibrations.

La théorie des systèmes couplés montre que si l'on place un tel résonateur près d'une source sonore dont on fait croître progressivement la hauteur, le résonateur donnera des maxima d'intensité pour *deux* valeurs de la hauteur, un maximum pouvant être très supérieur à l'autre. C'est précisément ce que vérifie l'expérience.

A. Foch.

Démonstration du sonomètre optique. — Twyman (F.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 166-168]. — Le sonomètre de la maison Hilger, destiné à enregistrer les variations de pression dues aux ondes sonores, se compose d'un diaphragme placé au fond d'un pavillon. Ce diaphragme est une membrane de celluloïd de l'épaisseur d'une fraction de longueur d'onde (?), argentée ou étamée sur sa face postérieure ; les déformations de la membrane sont révélées par la déviation d'un faisceau lumineux réfléchi par la face postérieure, déviation enregistrée photographiquement sur une pellicule mobile.

Il faut naturellement se garder d'opérer dans le voisinage du son propre de la membrane, faute de quoi les phénomènes de résonance risqueraient de donner une fausse idée des vibrations réellement produites. — A. Foch.

ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE

Encore une remarque sur la représentation numérique des intervalles musicaux. — Schmidt (A.) [*Zeits. f. Phys.*, 4 (1921), 474-476]. — L'auteur revient sur ce sujet, qui a fait l'objet de nombreuses discussions récentes dans le même périodique. Il propose un mode simple de représentation, et l'applique à quelques relations entre les divers intervalles fondamentaux. — L. BRILLOUIN.

La théorie de l'audition basée sur la résonance. — Hartridge (H.) [*Nat.*, **110** (1922), 9-10]. — Réponse de l'auteur à une récente note de Ackermann sur cette question. — L. BRÜNINGHAUS.

La théorie de résonance de l'audition. — Barton (E.-H.) [*Nat.*, **110** (1922), 316-319]. — Dans cet article, l'auteur expose la théorie de résonance classique de l'audition, et décrit une expérience permettant de lui donner une forme concrète. — L. BRÜNINGHAUS.

Le mécanisme de l'audition. — Kranz (F.-W.) [*Nat.*, **111** (1923), 291]. — L'auteur mentionne, comme facteur à prendre en considération dans une théorie exacte de l'audition, la variation rapide de sensibilité de l'oreille avec la fréquence du son. — L. BRÜNINGHAUS.

La théorie de résonance de l'audition. — Barrett (J.-W.); Wilkinson (G.) [*Nat.*, **111** (1923), 396-397]. — Suite de discussion. — L. BRÜNINGHAUS.

La théorie de résonance de l'audition. — Roaf (H.-E.) [*Nat.*, **111** (1923), 498]. — Suite de discussion. — L. BRÜNINGHAUS.

Sur la sensation d'orientation dans l'audition naturelle. — Pérot (A.) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 97-106].

Sur la perception de la direction du son. — Stefanini (A.) [*Nuov. Cim.*, **23** (1922), 1-30]. — Cette localisation tient elle à une différence d'intensité ou bien à une différence de phase dans les sensations perçues par les deux oreilles?

L'auteur expose les travaux antérieurs et rappelle, en particulier, cette expérience bien connue. Les extrémités d'un tube de caoutchouc étant maintenues dans les oreilles, on frappe un léger coup en un point quelconque du tube. Celui qui écoute indique si le bruit vient de droite ou de gauche, sauf pour une zone incertaine qui, s'il est exercé, se réduit à 1 ou 2 cm avoisinant le milieu.

Si cette longueur correspond à la différence de temps minimum perçue par les oreilles elle doit croître proportionnellement à la vitesse du son dans le tube. Or, en remplissant le tube d'eau au lieu d'air on ne trouve pas de différence ce qui tendrait à prouver que la transmission se fait par le caoutchouc.

Mais, avec une lame de fer, la zone incertaine ne dépasse pas 6 à 8 cm alors que la vitesse dans le fer est 20 fois celle dans l'air et 100 fois celle dans le caoutchouc. L'auteur a trouvé des résultats analogues sur des baguettes de bois, ce qui tend à montrer que la différence de phase ne joue pas le rôle principal dans la localisation.

Bien plus, l'expérience suivante, montre que la différence d'intensité peut suffire, à l'exclusion de la différence de phase. Les deux extrémités d'un fil, garnies de morceaux de caouchouc, sont engagées dans les oreilles ; on prend, entre le pouce et l'index de la main gauche, un point du fil vers la droite et l'on touche

avec cette même main la base d'un diapason en vibration. L'oreille perçoit le son à droite mais il suffit de serrer, avec la main libre, une petite longueur du fil dans la partie courte pour que l'affaiblissement qui en résulte fasse passer le son à gauche.

Seulement des expériences de M. Pérot montrent que la différence de phase, à l'exclusion de la différence d'intensité, peut aussi assurer la localisation. L'auteur émet l'hypothèse que la phase peut être reconnue comme différence de direction, non comme différence de temps ; il interprète quelques faits. — R. Chevallier.

La production artificielle des sons de voyelles. — **Paget** (R.-A.-S.) [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1923), 752-765]. — Des observations faites par l'auteur indiquent que chacune des voyelles de sa propre voix consistent en deux notes composantes, dues à des résonances de la cavité buccale. Il tente de produire synthétiquement les voyelles au moyen de résonateurs conformés de façon à donner une résonance analogue à celle observée dans la voix, — L. Brüninghaus.

La nature des sons de voyelles. — **Raman** (C.-V.) ; **Scripture** (E.-W.) [*Nat.*, **107** (1921), 332]. — Objections du premier auteur à une critique du second, relative à la théorie sur la nature des sons de voyelles. Réponse du second.

L. Brüninghaus.

Nature et reproduction des sons de la parole. — **Paget** (R.-A.-S.) [*Nat.*, **111** (1923), 21-22]. — Etude du rôle des divers organes buccaux pour le chant et la prononciation ; tentatives pour reproduire artificiellement les sons au moyen de deux résonateurs de Helmholtz accouplés, l'un représentant le pharynx, l'arrière de la langue et le palais et l'autre, la partie antérieure de la bouche.

L. Brüninghaus.

La sensibilité des oreilles normales aux diverses fréquences. — **Fletcher** (H.) et **Wegel** (R.-L.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, **8** (1922), 5-6]. — Les personnes qui ont l'oreille normale requièrent des variations de pression de l'ordre de 0,001 dyne : cm² pour entendre les sons du langage parlé. Les personnes pour lesquelles la variation de pression doit être de 0,1 dyne : cm² sont celles que l'on classe comme légèrement sourdes. Celles qui ont besoin d'une dyne : cm² sont partiellement sourdes, quoique encore capables de suivre la conversation ordinaire. A 10 dynes : cm² correspondent les oreilles qui doivent recourir à l'emploi de cornets acoustiques, ou autres amplificateurs du son. La surdité totale est insensible à des variations de pression de 1 000 dynes : cm², qui font éprouver aux oreilles ordinaires une sensation pénible.

La variation de la sensibilité avec la fréquence est représentée dans cette note par une courbe qui montre que, à mesure que la fréquence augmente, depuis 100 vibrations par seconde, la sensibilité diminue d'abord rapidement, puis plus lentement, pour devenir constante à partir de 1 500 vibrations par seconde environ. — L. Bruninghaüs.

Sensibilité des oreilles normales pour des sons de diverses fréquences. — **Fletcher** (H.) et **Wegel** (R.-L.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 553-565]. — L'auteur a cherché le minimum de variation de pression perceptible pour des sons compris entre 60 et 4 000 vibrations par seconde. Ce minimum croît régulièrement de 0,15 dyne : cm² (60 vibrations) à 0,0001 dyne : cm² (1 000 vibrations), puis demeure constant. Les personnes qui, pour suivre une conversation ordinaire, ont besoin de 0,1 dyne : cm² sont atteintes de surdité légère ; celles à qui il faut 1 dyne :

cm² peuvent encore suivre la conversation; à partir de 10 dynes : cm², il faut des cornets auditifs. Les personnes pour lesquelles le minimum est de 1 000 dynes : cm² sont complètement sourdes. — J. CABANNES.

La sensibilité de l'oreille aux petites différences d'intensité et de fréquence. — **Knudsen** (V.-O.) [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 84-102]. — La source sonore est un téléphone excité par un poste à lampes sous une intensité E et une fréquence N réglables. Une clef tournante produit des variations périodiques ΔE ou ΔN par changement du shunt de téléphone ou de la capacité du circuit oscillant. On cherche les valeurs de $\frac{\Delta E}{E}$ ou $\frac{\Delta N}{N}$ qui correspondent au seuil d'audition. Les mesures s'accordent à 10 pour 100 près. La formule $\frac{\Delta E}{E} = F + (1 - F)\left(\frac{E_0}{E}\right)^n$, dans laquelle E_0 est le seuil d'intensité, donnée par Nutting pour la vision, se retrouve, approximative, dans l'audition. Ici F est environ 0,10; n varie quelque peu (de 1,95 pour 200 vibrations par seconde à 1,05 pour 100) mais pour $\frac{E}{E_0}$ = constante, par exemple 10 000, $\frac{\Delta E}{E}$ reste à peu près indépendant de la fréquence (¹) (il varie de 10 pour 100 entre 100 et 3 200 vibrations par seconde $\frac{\Delta N}{N}$ dépend de l'intensité relative à peu près de la même manière que $\frac{\Delta E}{E}$; il décroît de 0,01 pour 50 vibrations par seconde à 0,003 pour 600 vibrations par seconde et reste ensuite constant jusqu'à 3 200 vibrations par secondes. La limite de perception de la variation de hauteur est à peu près la même pour l'oreille entraînée ou non; l'entraînement aide l'oreille à distinguer quelle est la note la plus haute. Les deux oreilles sont plus sensibles qu'une seule à ΔN mais non à ΔE. — M. COURTINES.

Sensibilité de l'oreille en fonction de la hauteur du son. — **Kranz** (F.-W.) [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 480]. — Il se produit, dans beaucoup de cas, de très abrupts changement de sensibilité sur l'étendue des fréquences étudiées, la forme des courbes variant grandement pour différentes oreilles, et même pour les deux oreilles d'un même individu. — L. BRÜNINGHAUS.

Etude physique du sens de l'audition. — **Wegel** (R.-L.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, **8** (1922), 155-160]. — L'auteur donne les courbes indiquant, en fonction de la fréquence (de 50 à 5000 s^{-1}), les variations de pression minima et maxima nécessaires pour impressionner une oreille normale sans que, d'autre part, l'intensité du son produit provoque une sensation douloureuse. La surface délimitée par ces deux courbes définit ce que l'auteur appelle le « domaine de l'audition ». A un point quelconque de ce domaine correspond une sensation auditive bien déterminée quant à l'intensité et à la fréquence. L'auteur fait la comparaison du domaine de l'audition, dans les cas d'une oreille normale et d'une oreille anormale; pour cette dernière, ce domaine est plus ou moins restreint suivant l'état pathologique de l'organe.

L'auteur ajoute quelques considérations sur l'audition binauriculaire qui

(1) Car F dépend aussi de la fréquence.

permet de distinguer la direction d'où viennent les sons, mais n'est vraiment efficace que si les deux oreilles sont très sensiblement identiques.

MG. J. RIVIÈRE.

Caractères physiques des oreilles normales et anormales. — **Minton** (J.-P.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 80-96]. — L'auteur étudie la sensibilité des oreilles normales et malades jusqu'aux fréquences voisines de 5000 (lord Rayleigh n'avait pas dépassé 768 vibrations par seconde). Il emploie un récepteur téléphonique, dont la fréquence propre est 5 200 s^{-1}, et dont les caractéristiques électriques et acoustiques sont déterminées de manière à permettre le calcul de l'énergie vibratoire pour chaque intensité de courant et chaque hauteur de son. Le courant se produit dans le circuit oscillant d'une lampe à trois électrodes ; on mesure au pont de Wheatstone le courant minimum capable de produire un son perceptible. La sensibilité de l'oreille est alors définie par l'inverse de l'énergie vibratoire du récepteur téléphonique.

Les courbes de sensibilité des oreilles normales en fonction de la fréquence présentent des maxima caractéristiques; lorsque la fréquence atteint 4 500 à 5000 s^{-1}, le son n'est plus perçu. Dans les surdités de l'oreille moyenne la sensibilité diminue surtout pour les sons graves, tandis que les maladies de l'oreille interne commencent par les bruits élevés et peuvent ne pas atteindre l'audition des sons graves. Dans ce dernier cas une surdité totale peut s'étendre à toute une région du spectre sonore : par exemple il faut une énergie 10^{10} fois plus grande pour exciter une sensation avec la fréquence 3 300 qu'avec la fréquence 1 200 s^{-1}.

Il était possible d'appliquer dans la région 3 300 une énergie 10^{10} fois supérieure à celle qui correspond à l'oreille normale sans exciter au moindre degré la sensation sonore dans la région 1 200 où l'ouïe du patient était pratiquement normale. Il est difficile de concilier ce résultat avec la théorie d'Helmholtz. Comment un système mécanique, comme la membrane basilaire, peut-il recevoir 10^{10} fois l'énergie normale à une fréquence donnée 3 300, sans répartir plus du milliardième de cette énergie entre les fibres voisines, jusqu'à 1 200? Le patient devrait entendre le son de fréquence 1 200. Il n'y a donc pas d'explication mécanique de l'audition.

D'un autre côté la comparaison de l'oreille normale et des oreilles malades montre que l'oreille entière agit comme un système complexe en vibration dont les fréquences multiples dépendent du tympan, des os, des muscles, des cavités. Aucune fréquence propre ne peut être assignée à l'une ou l'autre de ces parties. Si par exemple le mécanisme de l'oreille interne vient à manquer, l'oreille a des fréquences de résonance différentes de l'oreille normale. — CABANNES.

Analyse de la distribution de l'énergie dans le langage. — **Crandall** (I.-B.) **et Mac Kenzie** (D.). — [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 403]. — Dans ces expériences, on a tracé des courbes pour un certain nombre de sujets, et on en a déduit une courbe résultante. Cette courbe montre une grande concentration d'énergie pour les basses fréquences. — L. BRÜNINGHAUS.

Energie minima des sons perceptibles pour l'oreille dans le cas des fréquences élevées. — **Lane** (C.-E.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 492-497]. — Le but de ce travail était de déterminer en unités absolues la sensibilité de l'oreille pour des sons de fréquence comprise entre 2 000 vibrations par seconde et la fréquence limite supérieure de l'audition. On s'est servi comme source sonore du nouveau générateur de sons de Hewlett. En principe, l'appareil comprend une surface rayonnante de 10 cm de diamètre, mise en vibration par une bobine parcourue

par un courant alternatif de fréquence et intensité connues. L'une des faces du diaphragme est entièrement dégagée pour le libre passage des ondes sonores qui émanent de sa surface, tandis que, de l'autre côté, le type de bobine employé n'affecte que peu le passage du son émis par la face opposée. La théorie de l'appareil permet un calcul facile de l'amplitude des mouvements du diaphragme et de l'énergie sonore rayonnée, en fonction du courant passant dans la bobine motrice. On pouvait en déduire sans peine l'intensité sonore parvenant à l'oreille.

Les expériences étaient faites la nuit, à l'extérieur, sur une plateforme élevée de 5 mètres au-dessus du sol, l'oreille étant disposée à 150 cm de la source,

On a dressé des courbes de sensibilité en fonction de la fréquence pour huit oreilles normales, les âges des sujets étant compris entre 19 et 35 ans. L'intensité minima perceptible a été trouvée rester pratiquement constante pour des fréquences allant de 2000 à 14 000 vibrations par secondes, et elle a pour valeur 7.10^{-8} ergs par cm^2 et par seconde. Au-dessus de 14 000 vibrations par seconde la sensibilité décroît de plus en plus rapidement, jusqu'à 18 000 et 20 000 vibrations par seconde selon les individus, où une intensité de 0,1 erg par cm^2 et par seconde n'était pas perceptible. On a en outre observé une variation de la limite de perception avec l'âge, la fréquence limite supérieure étant considérablement plus haute pour les enfants et plus basse pour les personnes âgées que pour les jeunes adultes normaux.

On a déterminé enfin, approximativement, la distribution de l'intensité sonore autour d'un générateur de Hewlett, entre les fréquences 2000 et 15 000 vibrations par seconde, en étudiant l'amplitude minimum perceptible en fonction de la position angulaire de l'écouteur par rapport à l'axe de symétrie de l'appareil. Le son est principalement concentré dans un cône de 20° environ (angle de deux génératrices opposées), cet angle décroissant lorsque la fréquence augmente, de sorte que pour 10 000 vibrations par seconde par exemple, l'intensité, à 150 cm sur l'axe, était 50 fois plus grande que si la répartition avait été sphérique.

L. Brüninghaus.

IV. — ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME

Électricité statique. Conductibilité. Thermoélectricité. Électrocapillarité.

Nature de la tribo-électricité. — Thomson (E.) [*Gen. Electr. Rev.*, **25** (1922), 418-421]. — Exposé purement historique et qualitatif en vue de montrer l'identité de l'électricité produite par frottement et de l'électricité voltaique. L'auteur n'échappe pas toujours au danger de ces exposés, qui est de dépasser un peu le domaine des faits certainement connus. — F. Wolfers.

Quelques applications de la méthode des images. — Kunz (J.) et Bayley (P.-L.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 147-156]. — Calcul de la capacité d'un fil indéfini tendu entre deux plans parallèles, d'un fil circulaire dans un cylindre rectangulaire. — M. Courtines.

Quelques applications de la méthode des images. — Hebbert (C.-M.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 157-160]. — Distribution du potentiel autour d'un fil chargé dans un cylindre rectangulaire. — M. Courtines.

Le problème de deux sphères électrisées. — Russel (A.) [*Proc. Phys. Soc. London*, 35 (1922), 10-29]. — 1. *Capacité d'un condensateur sphérique.* — On vérifie aisément que le potentiel $\varphi\left(\frac{x}{a}\right)$, en un point distant de x du centre d'une sphère de rayon a. est lié au potentiel $\varphi\left(\frac{a}{x}\right)$, au point distant de x' tel que $x\,x' = a^2$, par la relation

$$x\varphi\left(\frac{x}{a}\right) = a\varphi\left(\frac{a}{x}\right). \tag{1}$$

Soit alors un condensateur sphérique constitué par deux sphères de rayons a et b et dont les centres sont distants de c. En appelant $K(a, b, c)$ sa capacité, on établit, en partant de la relation (1), que l'on a la relation de récurrence

$$K(a, b, c) = b + \frac{b^2}{a^2 - c^2} K\left(\frac{a^2 - c^2}{b}, a, c\right), \tag{2}$$

dont le terme général converge très rapidement vers la capacité d'un condensateur à sphères concentriques.

2. *Coefficients d'influence de deux sphères extérieures.* — La même méthode donne, en conservant les mêmes notations et en appelant k_{ij} les coefficients d'influence,

$$\left.\begin{aligned} k_{11}(a, b, c) &= a + \frac{a^2}{c^2 - b^2} K\left[\frac{a^2 - b^2}{a}, b, c\right] \\ k_{22}(b, a, c) &= b + \frac{b^2}{c^2 - a^2} K\left[\frac{c^2 - a^2}{b}, a, c\right] \\ -k_{12}(a, b, c) &= \frac{ab}{c} + \frac{a^2 b^2}{c(c^2 - a^2 - b^2)} K\left[\frac{c^2 - a^2 - b^2}{ab}, 1, 1\right] \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

3. La détermination du potentiel entre deux sphères extérieures permet de trouver la répartition de la contrainte diélectrique dans le milieu interposé et, par suite la tension disruptive R. En se fondant sur la relation empirique (exacte à 1 pour 100).

$$R = 27{,}4 + \frac{14{,}1}{\sqrt{a}}$$

donnant la tension disruptive (en kv : cm) en fonction du rayon commun a (en cm) de deux électrodes; on trouve que pour deux électrodes à distance fixe, il y a un rayon a qui donne un maximum pour R. Par exemple, entre sphères à 1 cm de distance, $R_{\max} = 32$ kv pour $a = 3{,}1$ cm.

On peut aussi calculer la distance d entre deux électrodes de rayon constant a pour lesquelles l'attraction mutuelle est maximum : on trouve, par exemple, que cela a lieu lorsque $d = 1{,}2$ cm, si $a = 0{,}5$ cm. — A. Foch.

Un nouveau type de condensateur électrique. — Wall (T.-F.) [*Nat.*, 110 (1922), 810]. — Un condensateur électrique ayant pour rôle d'emmagasiner de l'électricité, on peut rapprocher l'accumulateur du condensateur. Et, en effet, un

accumulateur connecté sur un courant alternatif donne lieu à des actions qui rappellent celles du condensateur, en ce qui concerne, notamment, les différences de phase. — L. Brüninghaus.

Un nouveau condensateur électrique et ses applications. — **M. G.** [*Electricien*, 54 (1923), 155-156]. — Le diélectrique est constitué par un produit à base de cellulose, le « cellon », dont la rigidité diélectrique très grande (40 000 volts par millimètre) et la constante diélectrique satisfaisante (4 à 6) en font une excellente matière pour condensateur.

Les armatures peuvent être obtenues par dépôt chimique sur feuilles minces de cellon.

Les effluves latérales sont évitées en abaissant le potentiel sur les bords des armatures par une substance résistante, dont la présence modifie la répartition des potentiels d'une manière favorable.

L'une des principales applications envisagées est l'emploi de ces condensateurs pour améliorer le facteur de puissance des réseaux, en fournissant la puissance réactive qu'on demandait jusqu'ici aux coûteux moteurs synchrones surexcités.

R. Dubois.

L'effet Jonhsen-Rahbeck et son utilisation technique. — [*R. G. E.*, 13 (1923), 51-52]. — Possibilité de l'exploitation technique du phénomène en vue de remplacer l'électro-aimant classique par des appareils utilisant l'effet Johnsen-Rahbeck pour la réception de signaux électriques. L'auteur donne quelques détails sur la réalisation pratique d'un relais extrêmement sensible basé sur ce phénomène. — Mg. J. Rivière.

La production de hautes tensions à l'aide du relais dit électrostatique. — **Regener (E.)** [*Zeits. f. Techn. Phys.*, 3 (1922), 220-222]. — L'auteur, après avoir rappelé que K. Rattgardt [*Zeits. f. Techn. Phys.*, 2, 315] a traité dans un précédent article la question de l'effet Johnsen-Rahbeck, expose en quelques lignes en quoi consiste ce phénomène. Il rappelle les principaux résultats : avec une tension de 200 volts entre la plaque d'agathe et celle de cuivre, on obtient une attraction de 1 kg environ ; la résistance de l'espace compris entre les plaques (qui va de 0,005 à 0,01 mm) est de l'ordre de 10^8 ohms. Plusieurs appareils intéressants sont basés sur ce principe (relais, téléphones).

L'auteur décrit alors une nouvelle propriété de ce phénomène : Si l'on déconnecte la source de la plaque de cuivre et qu'on soulève brusquement cette plaque on obtient une très grande élévation de potentiel. Il a opéré avec une pierre lithographique de Solenhofen de 11 mm d'épaisseur parfaitement plane et polie, la plaque de cuivre avait 1 cm d'épaisseur et un diamètre de 7 cm, mais seule une surface utile de 4 cm de diamètre a pu être employée. Avec une tension de 110 volts, on obtenait des étincelles de 1 cm de long en levant la plaque de cuivre. Au lieu d'enlever la plaque de cuivre, on peut supprimer la tension de la pierre et on obtient encore des potentiels assez élevés, quoique moins forts que dans le premier cas. Ce dispositif peut être utilisé à la place de l'électrophore ordinaire ; il peut également servir à charger de petites bouteilles de Leyde et de gros électromètres.

Les mesures précédentes ont déjà fourni d'intéressants résultats, par exemple en montrant que la capacité est beaucoup plus grande pour de faibles tensions que pour des tensions élevées. Des mesures diverses sont en cours pour essayer de serrer de plus près l'explication du phénomène. — L. Vaslot.

Quelques effets de la capacité distribuée des bobines par rapport au sol. — **Breit** (G.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 135]. — Lorsque deux condensateurs en cascade, avec armatures intermédiaires au sol, sont reliés aux pôles d'une bobine d'induction, la capacité de la batterie considérée en elle-même n'est pas égale à sa capacité effective dans le circuit, si celui-ci est plus ou moins voisin des conditions de résonance. — L. Brüninghaus.

Théorie électrostatique des liquides anormaux. — **Bikermann** (J.-J.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **104** (1922), 55-73]. — En attribuant aux alcools des poids moléculaires normaux, on trouve qu'ils ne suivent par les 2 règles d'Eötvös et Van der Waals; leur tension superficielle et leur pression de vapeur sont anormalement faibles. L'auteur explique ces anomalies dans l'hypothèse d'une couche électrique double à la surface libre du liquide. Par la comparaison des substances analogues et à points critiques voisins, on détermine la valeur normale de la constante f de la relation $\log \frac{p_x}{p} = f\left(\frac{T_c}{T} - 1\right)$. La formule permet le calcul des pressions de vapeur théoriques et de la pression électrostatique. On est ainsi conduit à des densités superficielles de l'ordre de 10000, ce qui indiquerait environ 2.10^{13} charges élémentaires par cm^2, soit 3 à 4 p. 100 du nombre des molécules. L'épaisseur de la couche double est de l'ordre des dimensions moléculaires. Les différences de potentiel correspondantes s'accordent avec les propriétés électro-osmotiques des liquides. L'hypothèse explique les valeurs anormales de la constante de Pictet-Trouton. — E. Darmois.

Constante diélectrique du mica. — **Weeks** (J.-R.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 272-273]. — Les valeurs de cette constante données jusqu'ici, varient de 2, 5 à 10. L'auteur en a refait une série de déterminations, en vue d'expliquer ces écarts et de fixer la valeur correcte. — D. Chalonge.

L'augmentation de la constante diélectrique. — **Gudden** (B.) et **Pohl** (R.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 4 (1923), 21]. — Étude expérimentale de l'augmentation de la constante diélectrique d'une blende phosphorescente lors de son éclairement, et de sa diminution par l'action des radiations de grande longueur d'onde. Les résultats détaillés paraîtront dans *Zeits. f. Phys.* — G. Bruhat.

Influence de la lumière sur la constante diélectrique du ZnSCu-α-phosphore. — **Wilde** (R.) [*Zeits. f. Phys.*, **15** (1923), 350-357]. — L'élévation de la constante diélectrique de ce corps varie avec la température; elle est maximum à 140° C.

La fréquence du courant de mesure a. sur l'effet étudié, une influence qui diminue lorsque la température s'élève. L'effet est appréciable pour les températures comprises entre — 100 et + 360° C, c'est-à-dire qu'il disparaît, aux basses températures, avant la phosphorescence durable, tandis qu'aux hautes températures, il persiste plus que celle-ci. La variation de l'effet en fonction de la durée d'éclairement est parallèle à la variation de la phosphorescence dans les mêmes conditions. — M. Hanot.

Une seconde méthode, par les ondes non amorties, pour déterminer les constantes diélectriques. — **Carman** (A.-P.) et **Lorance** (G.-T.) [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 715-718]. — La nouvelle méthode implique simplement la lecture des déviations d'un galvanomètre et repose sur l'observation que, dans certaines conditions, la relation entre le courant du circuit plaque et la capacité du circuit

oscillant est linéaire : par suite, trois lectures d'intensité de courant, correspondant à une capacité inconnue et à deux capacités connues, suffisent pour déterminer la première. La méthode présente une grande exactitude. On s'en est servi au cours de ce travail pour déterminer la constante diélectrique de l'air, du gaz carbonique et du gaz d'éclairage. — L. Brüninghaus.

Mesure de la constante diélectrique des gaz et des vapeurs au moyen des circuits à ondes entretenues. — Bedeau [*C. R.*, **174** (1922), 380]. — Les oscillations électriques amorties ont été utilisées pour mesurer le pouvoir inducteur spécifique K des gaz ; mais on s'est généralement borné à faire des mesures relatives, à cause des difficultés que présente une mesure absolue : il faut, en effet, mesurer en valeur absolue une certaine capacité C dans le vide, puis la variation $\Delta C = (K - 1)\ C$ qu'elle éprouve lorsqu'on la plonge dans le gaz, et cette variation est de l'ordre de quelques dix-millièmes de C. L'auteur indique que la mesure peut être faite avec précision au moyen de circuits à ondes entretenues. Le principe de la méthode est le suivant : soient deux circuits A et B, ce dernier jouant le rôle d'hétérodyne ; le téléphone d'un contrôleur d'ondes servant d'appareil de réception ne rend aucun son quand les deux circuits ont la même fréquence, de l'ordre de 5.10^5. Le condensateur C, placé dans le vide, fait partie du circuit A ; si on introduit le gaz dans ce condensateur, sa capacité varie de ΔC et on entend un son dont on peut mesurer la fréquence, ou qu'on peut faire cesser en compensant la variation ΔC à l'aide d'une capacité variable (en réalité, c'est le second procédé qui a été utilisé). Dans tous les cas, on connaît ΔC, donc $K - 1$; la précision est du centième sur cette quantité. — A. Blanc.

Les constantes diélectriques des solutions et leur interprétation d'après la théorie des doublets de Debye. — Fürth (R.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **3** (1922), 54-55]. — Les mesures ont été faites avec une longueur d'onde d'environ 60 cm. Dans les solutions de dextrose et de lévulose, la constante diélectrique est une fonction linéaire de la concentration, et varie comme si la constante de la substance dissoute était négative. Les solutions de sucre de canne donnent des écarts à la loi linéaire. La carbamide et le glycocolle augmentent la constante diélectrique du solvant : la courbe monte d'abord très rapidement, et se termine presque horizontalement à la saturation. La saccharine donne un maximum ($\varepsilon = 90$) pour une concentration de 0,5 p. 100. Les solutions colloïdales de gélatine et d'albumine dans l'eau donnent un abaissement très rapide pour de petites concentrations ; puis la diminution devient de moins en moins rapide, et l'on atteint de façon continue la valeur de la constante diélectrique correspondant à la substance solide.

Ces résultats sont qualitativement d'accord avec la théorie de Debye.

G. Bruhat.

Les constantes diélectriques à la température critique. — Herz (W.) [*Zeits f. Phys. Chemie*, **103** (1922), 269-272]. — Suite aux calculs analogues du même auteur sur les indices de réfraction. Utilisant la relation $\frac{D-1}{D+2} \cdot \frac{1}{d} = C^{te}$, il calcule D_c connaissant d_c. Sur 33 liquides, D_c varie de 2,84 (HCL) à 1,17 (O^2) alors que D_{15^0}, varie de 81,1 (H^2O) à 1,54 (CO^2). Pour les gaz, le calcul fournit des valeurs du même ordre et qui coïncident souvent avec celles déduites de l'étude des liquides. SO^2 fait exception. Pour les gaz ou vapeurs pour lesquels la densité

est inconnue à la température d'expérience, on admet les lois des gaz pour la calculer. Les résultats sont encore du même ordre, sauf pour la vapeur d'eau qui donne $D_c = -8{,}4$. — E. Darmois.

La constante diélectrique des liquides dans sa dépendance de la température. — **Isnardi (H.)** [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 153-179]. — ε désignant la constante diélectique d'un corps ; *d*, sa densité, la théorie des diélectriques de Mossotti-Clausius établit la relation :

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} = C^{te}.$$

Cette relation n'est pas vérifiée, le premier membre varie avec la température. Pour obtenir un meilleur accord avec les faits, Debye a supposé qu'en plus de la polarisation électrique induite par le champ, les molécules possédaient un moment permanent et, par suite, tendaient à s'orienter sous l'action d'un champ électrique ; cette tendance à l'orientation est contrariée par l'agitation thermique, ce qui introduit dans l'expression de la susceptibilité électrique un terme en raison inverse de la température absolue, comme dans la théorie du paramagnétisme de Langevin. On trouve alors :

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} = a + \frac{b}{T},$$

a et *b* étant des constantes.

Cette relation, elle aussi, se vérifie mal et Gans a dû perfectionner la théorie de Debye [*Ann. der Phys.*, 64 (1921), 481] en tenant compte du champ moléculaire et a ainsi abouti à une formule plus complexe. C'est cette théorie de Gans que H. Isnardi a voulu comparer à l'expérience.

La mesure des constantes diélectriques a été faite en déterminant par une méthode de résonance la capacité d'un condensateur dont le corps formait le diélectrique et qui était intercalé dans un circuit oscillant. L'auteur a mesuré lui-même les densités qu'il n'a pu trouver dans la littérature et dont la connaissance lui était nécessaire. Les corps étudiés furent : l'éther, le chloroforme, le toluol, le tétrachlorure de carbone, le benzol, le métaxylol et le sulfure de carbone. Pour tous, la loi de Gans paraît être bien vérifiée. L'éther et le chloroforme possèdent des moments électriques permanents que les formules de Gans permettent de calculer ; le toluol doit aussi en avoir un, mais, par sa petitesse, il échappe à la mesure précise. Le tétrachlorure de carbone, le benzol, le métaxylol et le sulfure de carbone n'ont pas de moment permanent. — L. de Broglie.

Sur la variation des constantes diélectriques et des densités de quelques liquides avec la température. — **Jézewski (M.)** [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 293-308].

Le calcul du moment électrique de la molécule d'une substance. — **Smyth (C.-P.)** [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 849-863]. — Debye [*Phys. Zeits.*, 13 (1912), 97] avait donné, pour représenter la variation de la constante diélectrique d'un gaz en fonction de la température, une formule qui ne peut convenir pour les liquides. L'auteur reprend l'équation de Gans [*Phys. Zeits.*, 22 (1921), 230] et exprime le moment électrique de la molécule en fonction des indices, de la densité,

et de certaines constantes universelles. Les résultats du calcul concordent très bien avec l'expérience pour les liquides normaux et sont d'un ordre de grandeur convenable pour les liquides à molécules associées. — A. Foch.

Propriétés électriques d'un flint de densité 6,01. — Addenbrooke (G.-L.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 516-525]. — Hopkinson avait trouvé, pour les verres en usage à son époque, que l'on avait sensiblement, entre la constante diélectrique K et la densité D, la relation

$$\frac{K}{D} = 2{,}2.$$

L'auteur a vérifié que la loi précédente pouvait convenir à un flint de densité 6,01 de composition $SiO^2 = 22$, $PbO = 78$. La constante diélectrique était mesurée en tassant le verre en poudre entre deux armatures d'un condensateur. Compte était tenu de l'air interposé, pour déduire la constante diélectrique de la capacité mesurée. — A. Foch.

Différence de potentiel entre deux phases solides. — Baur (E.) [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 421-422]. — L'étude des courbes d'électrocapillarité de Lippmann pour les solutions de $(NO^3)^2Hg$, HNO^3, KNO^3 et KCl dans l'eau et dans 9 solvants organiques, ces solutions étant en équilibre de partage, a montré qu'il n'y a pas de différence de potentiel mesurable entre les solutions de ces sels dans deux solvants différents, ces solutions étant en équilibre l'une par rapport à l'autre.
P. Job.

L'électricité de contact des diélectriques solides. — Richards (H.-F.) [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 479]. — Le fait que les métaux sont distribués parmi les diélectriques dans la série tribo-électrique suggère la possibilité d'établir une théorie du contact qui s'applique aux diélectriques solides. Cette conclusion a été éprouvée en mesurant l'électrisation produite en pressant l'une contre l'autre deux surfaces optiquement planes. Les résultats, pour différents couples de substances telles que le quartz, la fluorine, le flint, le crown et l'acier, satisfont à l'équation $Q_1 = 4{,}43\ (K_1 - K_2)$. Ici, Q_1 est la charge par cm^2 en U. E. S., de l'isolateur dont la constante diélectrique est K_1 ; K_2 est la constante diélectrique de l'autre spécimen. Les résultats obtenus avec le contact de l'acier et d'un isolant obéissent à l'équation, en assignant à la constante K de l'acier la valeur 3,1. Dans de larges limites, la charge était indépendante de la grandeur du frottement et de la durée du contact ; elle n'était pas diminuée lorsque l'air résiduel compris entre les deux surfaces au contact était ionisé par les rayons X. Ces résultats prouvent que l'électrisation par frottement est un effet de contact.

Les quatre isolants, qui étaient positifs par rapport à l'acier dans la série de contact, devenaient négatifs par choc avec l'acier. On peut expliquer cela en supposant que le choc produit non seulement le vrai effet de contact, mais aussi un transfert d'électrons du métal au diélectrique dû à l'inertie des électrons mobiles. — L. Brüninghaus.

Echanges d'électrons des diélectriques. — I. Force électromotrice de contact des verres. — Horovitz (K.) [*Zeits. f. Phys.*, 15 (1923), 369-398]. — L'étude est faite sur différents verres peu attaquables provenant de la maison Schott, d'Iéna. Tous les échantillons de verre étudiés, sauf le verre au plomb 0,103, présentent une légère conductibilité. Lorsque ces verres sont plongés dans une

solution électrolytique étendue, on constate une différence de potentiel au contact qui dépend du verre étudié, de la nature et de la concentration de la solution employée. Pour interpréter ces résultats, il faut admettre que les ions du verre sont réellement électromoteurs. Certains verres, dans une solution riche en ions Na, agissent comme une électrode de sodium ; les verres contenant du Zn agissent dans une solution d'un sel de Zn comme des électrodes de Zn. On peut supposer qu'il y a, à la surface du verre, échange de ces ions contre d'autres ions métalliques n'existant pas dans le verre. Des recherches commencées à ce sujet sur des solutions de nitrate d'argent confirment cette hypothèse. — M. Hanot.

Rotation d'un liquide diélectrique dans un champ tournant. — **Breit (G.)** [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 129-130]. — D'après Breit, les expériences de Lertes prouvent seulement que la polarisation de la substance présente un retard de phase par rapport au champ. — M. Hanot.

Discussion sur l'action de la température sur la rigidité diélectrique de divers isolants usuels. — [*Journ. Inst. El. Eng.*, **60** (1922), 825-827]. — La question était principalement de savoir si des cartons faits de papiers et de vernis isolants (micanite ou micarta) peuvent être utilisés à température élevée. L'accord ne semble pas s'être fait sur ce point. — F. Wolfers.

Calcul de la perméabilité effective et de la constante diélectrique d'une poudre. — **Breit (G.)** [*Comm. Phys. Labor. Leyde*, Suppl. **46** (157-168) (1922), 1-20]. — L'auteur montre que, pour différents modèles représentatifs de poudres, en considérant les effets du champ démagnétisant, l'action exercée sur une sphère de poudre est égale à celle exercée sur une sphère solide de même matière, en ce qui concerne les termes du premier ordre. Des modèles différents donnent des résultats différents, pour les termes du second ordre dans le champ démagnétisant. — Ed. Salles.

Etude expérimentale sur les pertes d'énergie dans quelques diélectriques industriels. — **Frigon (A.)** [*C. R.*, **174** (1922), 1 338]. — En attendant que soient établies les lois quantitatives qui régissent les pertes d'énergie dans les diélectriques, les résultats expérimentaux peuvent être utilisés pour les besoins de l'électrotechnique. L'auteur a étudié des éprouvettes de papier imprégné de vaseline et de résine, tel qu'il est employé pour l'isolement des câbles électriques pour basse tension, et cela pour des gradients de potentiel élevés et pour des variations importantes de tension sinusoïdale, de température, de fréquence et d'épaisseur. Résumé des résultats obtenus. — A. Blanc.

Suite d'études sur l'hystérèse diélectrique et d'autres phénomènes connexes. — **Saegusa (H.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1922), 437-443]. — Voir Saegusa [*Sc. Rep.* **10** (1921), 101]. Les diélectriques étudiés sont des cristaux taillés en lames minces et formant des lames de condensateur : sel marin, quartz fumé, sélénite, microcline (cristal de Teller Co-Colorado). Les propriétés étudiées sont :

Potentiel limite en fonction du potentiel de charge.

Charge résiduelle (évaluée d'après le potentiel) en fonction du temps à partir de l'instant de la décharge, pour différents potentiels de charge.

Charge résiduelle limite en fonction du potentiel de charge.

Deux hystérèses diélectriques : l'hystérèse instantanée et l'hystérèse stationnaire.

Les diélectriques ayant un grand effet de temps et une grande charge résiduelle ont une grande boucle d'hystérèse. Les impuretés accroissent l'hystérèse et les phénomènes connexes. L'effet de temps et la charge résiduelle sont beaucoup moindres dans les cristaux monocliniques que dans les cristaux du système hexagonal, tandis que le potentiel limite y est plus grand. L'effet de temps, la charge résiduelle et la boucle d'hystérésis sont plus grands dans le quartz fumé que dans le quartz transparent. — R. Fortrat.

Une théorie quantiste des diélectriques. — Saegusa (H.) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **10** (1922), 445-452]. — Calcul identique à ceux de Reiche et de Smekal [*Ann. der Phys.*, **54** (1917), 401 et **57** (1918), 376]. Le diélectrique contient des dipôles répartis uniformément dans l'espace et capables d'osciller conformément à la deuxième hypothèse de Planck. La constante diélectrique est :

$$\varepsilon = 1 + \frac{5\pi^3 p^2 JN}{h^2} \cdot \frac{e^{-\sigma} + \frac{4}{15} S_0}{S}.$$

où N est le nombre de dipôles par cm³ ; p, leur moment électrique ; J, leur moment d'inertie ; h, constante de Planck $= 6{,}51.10^{-27}$

$$S_0 = \sum_2^{\infty} \frac{e^{-\sigma n^2}}{n(n^2 - 1)}, \qquad S = \sum_1^{\infty} n\, e^{-\sigma n^2}, \qquad \sigma = \frac{h^2}{8\pi^2 JkT}.$$

k, constante des gaz parfaits $= 1{,}35.10^{-16}$.

Soit ε_0 la valeur de ε pour $T = 0$ et posons $e^{-\sigma} = x$, il vient :

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon_0 - 1} = \frac{1 + \frac{2}{45}x^3 + \frac{1}{90}x^8 + \frac{1}{225}x^{15} + \frac{1}{450}x^{24} + \frac{2}{1575}x^{35} + \ldots}{1 + 2x^3 + 3x^8 + 4x^{15} + 5x^{24} + 6x^{35} + 7x^{48} + \ldots}$$

Les valeurs de $\log \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon_0 - 1}$ ainsi calculées sont en excellent accord avec les valeurs mesurées [Abbeg et Seitz, *Zeits. f. Phys. Chem.*, **29** (1899), 242].

En admettant

$N = 2{,}76.10^{19}$ pour les gaz (Planck)
$N = 1{,}50.10^{22}$ pour l'alcool méthylique (Debye)
$N = 1{,}04.10^{22}$ pour l'alcool éthylique (Debye)

on trouve :

		J	p
Alcool méthylique	liquide	$0{,}449.10^{-40}$	$5{,}71.10^{-18}$
Alcool éthylique	liquide	$0{,}454.$ —	$6{,}48.$ —
Alcool méthylique	gaz	$0{,}936.$ —	$1{,}85.$ —
Eau	gaz	$1{,}260.$ —	$1{,}98.$ —
Anhydride sulfureux	gaz	$1{,}202.$ —	$1{,}82.$ —

R. Fortrat.

La nature de la charge résiduelle de certains diélectriques solidifiés dans un champ électrique intense. — Satô (M.) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **11** (1922), 159-172]. — Certains diélectriques (cire, résine), solidifiés dans un champ électrique intense, entre deux plateaux métalliques, conservent une forte charge qui peut persister pendant plusieurs années.

Les expériences de l'auteur l'ont conduit à l'interprétation suivante :

Le diélectrique fondu est faiblement conducteur. Si le refroidissement commence au pôle négatif les ions positifs ne peuvent plus atteindre ce pôle ; ils sont immobilisés dans la partie solide.

Les ions négatifs peuvent toujours atteindre l'électrode positive. Après solidification complète la charge globale est positive.

Elle serait négative si la solidification commençait au pôle positif.

G. Foëx.

Nouvelle étude sur l'hystérésis diélectrique et les phénomènes connexes. II. — Saegusa (H.) [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **11** (1922), 463-469]. — 1. L'effet de temps et la charge résiduelle de la tourmaline sont extraordinairement grands, comparés avec ceux d'autres substances ; le potentiel limite est petit. L'accumulation de charge résiduelle dans le cas de la tourmaline est différente de celle qui correspond à d'autres substances dont la charge résiduelle croît rapidement, atteint un maximum, puis diminue en tendant vers une valeur stationnaire.

2. En augmentant la durée de décharge, la charge résiduelle de la tourmaline croît lentement, et tend vers une valeur de saturation, comme dans les cas normaux. Ce temps de décharge croît avec le potentiel appliqué. Le point maximum de la charge résiduelle se déplace graduellement dans la direction d'une durée croissante d'accumulation, suivant une loi exponentielle complexe par rapport au temps de décharge.

3. Pour le cristal du système quadratique, comme la scheelite, l'effet de temps, la charge résiduelle et l'hystérésis sont bien plus petits que dans le cas des cristaux appartenant aux systèmes hexagonal, rhomboédrique et orthorhombique, et le potentiel limite du premier système est grand, comparé avec celui des autres.

4. Les diélectriques ayant un grand effet de temps, une grande charge résiduelle et un petit potentiel limite donnent aussi lieu à une large boucle d'hystérésis.

5. La forme de la boucle d'hystérésis est caractéristique pour différents cristaux. La boucle d'hystérésis stationnaire au dessus du potentiel limite est en général plus grande que celle de l'hystérésis plastique.

L. Brüninghaus.

La variation de la perte de puissance dans les diélectriques en fonction de la fréquence. — Mac Leod (H.-J.) [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 53-73]. — Ces mesures sont faites, pour les fréquences de 3000 à 1 000 000 s^{-1}, par substitution à la résonance. Pour les fréquences comprises entre 500 et 3000, on utilise un pont ayant pour bras de sensibilité des résistances et pour bras de mesure des capacités variables à air. On branche le condensateur à étudier aux bornes de l'une de ces capacités mise au zéro. L'ensemble, extrêmement ramassé, bien protégé électrostatiquement, est rendu le plus symétrique possible. De plus, les résistances d'isolement des condensateurs à air sont montées en parallèle sur les résistances de sensibilité. Le pont est excité par transformateur et poste à lampes. On écoute au téléphone, par transformateur.

Soient R, P, F, : la résistance équivalente en série, la perte de puissance, le

facteur de puissance du condensateur à étudier; f, la fréquence. On a : $R = Af^{-k}$, $P = Bf^{n}$, $F = Df^{n-k}$. Pour la paraffine, le mica et le pyrex, les valeurs trouvées pour D sont : 0,001 74, 0,013 2, 0,026 4; les valeurs de $k - n$ sont 0,30, 0,23, 0,215; les valeurs de $n + k$ sont toutes voisines de 2. La constante n est la même que dans l'équation de E. v. Schweidler donnant le courant dû aux charges résiduelles : $i = EC_0\beta t^{-n}$; cette équation conduit à la valeur précédente, pour la perte de puissance et à l'équation $C = C_0 (1 + Mf^{n-1})$, pour la capacité (M est une constante), relation vérifiée par l'expérience. — M. Courtines.

Influence de la fréquence sur les pertes dans les diélectriques. — Granier [*R. G. E.*, **12** (1922), 459-466]. — D'après R. Bouzon, la perte d'énergie W dans un diélectrique serait pratiquement proportionnelle à la fréquence et au carré de la tension. L'auteur a repris ces mesures dans un domaine de fréquences beaucoup plus étendu, en utilisant principalement la méthode du galvanomètre balistique et celle du pont de Wien. Dans le cas de deux très mauvais condensateurs, les pertes ont été sensiblement proportionnelles aux puissances 0,4 et 0,5 de la fréquence, et l'on avait, en général, une loi telle que $W = M\omega^n$, où n serait sensiblement égal à 1 pour le presspahn sec et la gutta; à 0,8 pour le verre; à 0,54, pour le buvard humide. — F. Wolfers.

Variation de la résistance du mercure aux faibles pressions. — Jaeger (W.) et Steinwehr (H. von) [*Zeits. f. Phys.*, **9** (1922), 201-202]. — Les auteurs ont mesuré directement la variation de la résistance du mercure qui remplit un tube capillaire de verre quand on fait augmenter la pression de 0 à 1 atmosphère, ou de 1 à 2 atmosphères : à une augmentation de pression d'une atmosphère correspond une diminution apparente de résistance de $3,8.10^{-5}$. Ce nombre est un peu plus grand que ceux qui ont été trouvés, par divers observateurs, dans le cas des pressions élevées, et qui sont compris entre 3,0 et $3,3.10^{-5}$. — G. Bruhat.

Résistance électrique des métaux. — Bridgmann (P.-W.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 161-194]. — Une nouvelle série de mesures étudie les effets de la pression (jusqu'à 12 000 atmosphères) et la température (de 0 à 275° C) sur la résistance de Li, Na, K, Ga, Bi, Hg, Ca, Sr, Mg, Ti, Zr, As, W, La, Nd, C (amorphe et graphite), Si, P (rouge). Les 6 premiers corps sont pris à l'état solide et à l'état liquide.

L'auteur, utilisant ses résultats expérimentaux, développe sa théorie de la résistance métallique, qu'il appelle la théorie des « intervalles ». Les électrons franchissent sans résistance la substance de l'atome, et la résistance n'a lieu qu'au passage d'un atome à l'autre. Un nombre impressionnant de faits qualitatifs et quantitatifs s'accordent avec cette théorie. — M. Courtines.

Les écarts à la loi d'Ohm dans l'or et l'argent pour de fortes densités de courant. — Bridgmann (P.-W.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 387]. — Dans ces expériences, on a atteint des densités de courant de 5.10^6 A : cm². On observe, avec ces densités, un accroissement de résistance de l'ordre de 1 pour 100. L'accroissement est plus grand pour l'or épais que pour l'or mince; à épaisseur égale, il est plus grand pour l'or que pour l'argent.

Le sens de ces résultats est que, si dans la conduction métallique intervient un mécanisme de libre parcours ou similaire, le libre parcours des électrons est bien plus grand que la distance qui sépare les centres des atomes. Ceci concorde avec la théorie de la conduction métallique de l'auteur. — L. Brüninghaus.

Mesures nouvelles avec l'hélium liquide. Q. Sur la résistance électrique des métaux purs etc... X. Mesures concernant la résistance électrique du thallium dans le domaine de température de l'hélium liquide. — **Kamerlingh Onnes** (**H.**) et **Tuyn** (**W.**) [*Proc. Amst.*, **25** (1923), 443-450]. — Deux résistances en thallium (métal à 99,9 pour 100) sont préparées comme déjà décrit.

On détermine leur valeur à 0°C, puis dans l'hélium liquide, à différentes températures (mesurées par la pression de vapeur). La résistance disparaît à 2,32° abs. ; la résistance résiduelle est au plus égale à 14.10^{-10} de la valeur à 0°C, pour une pression de vapeur égale à 2,3 mm Hg.

On détermine également, à deux températures (1,36° K et 2,30° K), le courant maximum que peut supporter le fil sans que la résistance réapparaisse. Il semble que l'état de supraconductivité cesse quand $\frac{i}{r}$ possède une valeur déterminée et variable avec la température. Ce résultat est à rapprocher des remarques de Silsbee [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **307** (1917)] qui a appelé l'attention sur le champ magnétique à la surface du fil. — E. Darmois.

Mesures nouvelles avec l'hélium liquide. — **R. Sur la résistance des métaux purs etc... XI. Mesures concernant la résistance électrique du plomb ordinaire et du plomb d'uranium au dessous de 14° absolus.** — **Kamerlingh Onnes** (**H.**) et **Tuyn** (**W.**) [*Proc. Amst.*, **25** (1923), 451-457]. — Le plomb ordinaire est du plomb « Kahlbaum », contenant 0,002 pour 100 de Cu et Fe ; l'isotope (RaG) a été fourni par le professeur Hönigschmid, de Vienne.

Les résistances sont préparées comme dans la communication précédente et étudiées de 4,2° K à 14,0° K ; le cryostat est décrit. Les 2 plombs ont, à 1/40 de degré près, la même température de disparition de la résistance ; la valeur absolue de cette température n'a pas été déterminée d'une façon très précise. Provisoirement, on peut admettre 7,2° K.

On a étudié la variation de R dans le champ de température donné plus haut.

E. Darmois.

Etude de l'influence du gaz adsorbé sur la résistance électrique d'un fil de cuivre en haute fréquence. — **Bailey** (**A.**) [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 154-165]. — La résistance d'un fil de cuivre en haute fréquence est supérieure à la valeur que l'on peut calculer en admettant que la couche superficielle du fil a la même résistivité que la partie centrale. Les expériences décrites montrent que cet accroissement de résistance est dû au gaz adsorbé par la surface d'oxyde qui recouvre le fil.

Le fil étudié était enfermé dans un récipient où l'on faisait un vide plus ou moins poussé. On le portait au rouge de façon à éliminer les gaz qu'il contenait et l'on mesurait sa résistance pour des courants de haute fréquence ($\lambda = 20$ m) : cette résistance augmentait peu à peu pendant que le fil réadsorbait du gaz ; en 20 mn elle augmentait de plusieurs centièmes, la pression résiduelle étant égale à 10^{-5} atm. Si l'on recommençait l'opération on trouvait un accroissement de moins en moins grand au fur et à mesure que la pellicule d'oxyde de cuivre diminuait d'importance par suite des chauffages successifs. Avec des pressions résiduelles plus élevées, les phénomènes décrits étaient plus marqués. — D. Chalonge.

Le calcul de l'effet pelliculaire dans les conducteurs électriques. — **Bisacre** (**F.-F.-P.**) [*Phil. Mag.*, **45** (1923), 1026-1049]. — Après avoir écrit les équations générales de la répartition du courant dans les conducteurs, l'auteur

étudie le cas particulier du câble à deux conducteurs concentriques par une méthode nouvelle qui paraît particulièrement adaptée aux calculs numériques.

A. Foch.

Variation de conductibilité métallique avec la charge électrostatique. — Perkins (H.-A.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 131-133]. — Une conception simple de la conduction métallique basée sur le mouvement des électrons paraît justifier l'hypothèse qu'une charge négative doit accroître la conductibilité d'un circuit, et qu'une charge positive doit la diminuer.

Cette prévision a été essayée de la façon suivante : une bobine primaire, d'environ 80 spires, était enroulée sur un cylindre de verre, à l'intérieur duquel était adapté un cylindre plus petit bobiné de même, et servant de secondaire. Le primaire était parcouru par le courant alternatif urbain à 60 périodes par seconde. Le circuit secondaire, soigneusement isolé, comprenait un galvanomètre à cadre mobile et recevait une charge alternative de l'un des pôles d'un transformateur à haute tension, de 5 700 volts environ, l'autre pôle étant au sol.

Les deux bobines enroulées sur verre agissaient comme un condensateur, de sorte qu'une charge assez grande pouvait être communiquée au système isolé. Le galvanomètre n'était pas affecté par le potentiel de charge, mais le courant alternatif induit produisait une légère vibration du spot sur l'échelle, et, si ce courant atteignait une valeur trop élevée (à savoir 3 milliampères), il produisait une petite déviation toujours de même sens, due probablement à une constriction de la portion hélicoïdale du système de suspension.

Or, lorsque le courant induit et le potentiel de charge existaient tous deux simultanément, on obtenait une déviation de 30 divisions de l'échelle, qui indiquait le passage d'un courant direct d'environ 0,5 microampère. Ce phénomène se produisait d'une façon parfaitement régulière et définie, et changeait de sens si la phase de la force électromotrice de charge était renversée en intervertissant les pôles du transformateur. Un changement de phase inférieur à 180° produisait un changement proportionnel dans les indications de l'instrument.

Une théorie simple de cet effet peut être édifiée, en négligeant la réactance du circuit, qui était petite par rapport à sa résistance. Si la force électromotrice de charge et le courant induit ont la même fréquence et sont en phase ou en opposition de phase, la conductance, pendant une demi-période, varie de façon sinusoïdale, de sa valeur normale jusqu'à une valeur un peu plus élevée, pour revenir à sa valeur normale, tandis que pendant l'autre moitié du cycle, elle diminue jusqu'à un minimum pour reprendre de même sa valeur normale. Cela produit un courant pulsant de sens invariable, en conjonction avec la force électromotrice induite dans le circuit secondaire, et de valeur $I = Ey$, où y est le changement effectif de conductibilité du circuit.

La quantité y est proportionnelle au nombre n d'électrons ajoutés au circuit secondaire ou qui lui sont enlevés. Ce nombre d'électrons est égal à $\frac{EC}{e}$, où E est le potentiel de charge effectif; C, la capacité du système secondaire et e, la charge d'un électron. De même, la conductance ordinaire $Y = \frac{1}{R}$ est proportionnelle au nombre effectif d'électrons mis en mouvement du fait du courant. Si on appelle Nc cette quantité, on peut poser :

$$\frac{Nc}{n} = \frac{Y}{y} = \frac{E}{IR}$$

et, en substituant à n sa valeur $\frac{EC}{e}$, on obtient :

$$Nc = \frac{EE'c}{eIR} \cos \Phi$$

en appelant Φ la différence de phase existant entre E et E'.

On a trouvé, pour Nc, la valeur $1,7.10^{13}$. La masse totale de cuivre contenu dans le circuit était d'environ 140 grammes, de sorte qu'en supposant 29 électrons libres (nombre atomique du cuivre) et prenant la constante d'Avogadro égale à 7×10^{23} atomes dans 63,6 g du fil, on peut estimer le nombre total N d'électrons libres comme égal à $4,4 \times 10^{25}$, ce qui donne $\frac{Nc}{N} = 4.10^{-9}$; ainsi, dans ce circuit particulier, un électron sur 200 millions environ joue réellement un rôle pour le transport du courant

La longueur du fil du galvanomètre est égale à 115 000 cm. Le courant produit par les électrons additionnels n est donné par $I = \frac{nve}{l}$, où v est la vitesse effective des électrons et l, la longueur du circuit. En calculant n d'après l'équation $n = \frac{EC}{e}$ on obtient, dans le cas d'un courant, de $4,4.10^{-7}$ ampère, une vitesse effective égale à 8 800 cm : s, dans ce circuit particulier. — L. Brüninghaus.

La variation de conductibilité métallique avec la charge électrostatique. — **Wenner** (F.), **Forman** (N.-L.) **et Lindberg** (A.-R.) [*Phys. Rev.*, 20 (1922), 589-593]. — L'an dernier, Perkins avait rapporté un résultat positif. Les auteurs ont répété ses expériences, sur un fil de cuivre de 0,08 mm de diamètre, en série avec un galvanomètre, et avec le secondaire isolé d'un transformateur.

L'indication du galvanomètre est restée invariable, que le potentiel de ce fil ait été de + 6 000 ou de — 6 000 volts par rapport au primaire, qui était au sol. Ce résultat négatif montre que, si la résistance du fil est modifiée, elle ne l'est pas plus de 2.10^{-7} de sa valeur, même lorsque le gradient du potentiel à la surface s'élève à environ 150 000 volts par centimètre. — L. Brüninghaus.

Influence d'une charge électrostatique sur la conductibilité métallique. — **Perkins** (H.-A.) [*Journ. de Phys.*, 4 (1923), 246-256].

Température d'un filament chauffé électriquement. — **Snow** (C.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 158-160]. — L'auteur a étudié, au cours de ce travail, la distribution des températures le long d'un fil fin, chauffé électriquement par un courant le traversant et, entouré par un milieu mauvais conducteur, l'intervalle de température expérimenté s'étendant de 0° à 600° C. Dans cet intervalle, le coefficient de température de la résistance électrique et la conductibilité thermique du fil peuvent être considérés comme constants. Les fils étaient connectés à des conducteurs massifs, pratiquement non chauffés par le courant.

On a trouvé, en expérimentant sur des fils relativement longs, entourés par de l'air à différentes pressions et par des substances finement pulvérisées comme la farine, que l'effet du milieu environnant sur la température du fil s'expliquait en supposant que la chaleur s'écoule du fil au milieu proportionnellement à la différence de température entre le fil et la couche la plus voisine du milieu. Une telle différence de température existait, au moins dans un sens statistique.

Partant de ce fait, et connaissant la conductibilité du fil, l'auteur obtient l'expression mathématique de la température du fil en un point quelconque, dans un certain nombre de cas particuliers. — L. Brüninghaus.

L'effet Joule dans les tiges d'acier étirées à diverses températures. — Williams (S.-R.) et Koppius (O.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 540-541]. — On a étudié, dans ce travail, cinq tiges d'acier de compositions peu différentes, mais étirées à diverses températures. Pas de conclusions nettes. — L. Brüninghaus.

Résistance électrique d'une bobine tournante. — Carman (A.-P.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 385-387]. — Le fil est bobiné sur un disque circulaire et on fait tourner ce disque à grande vitesse autour de son axe. La force centrifuge est ainsi normale au fil, et « si le courant électrique a un moment vrai » (en se servant des termes mêmes de Maxwell), il pourra être poussé vers la partie externe de la section droite du fil. L'expérience a pour but de décider si la résistance de la bobine varie dans ces conditions. L'auteur conclut que, pour des vitesses allant de 1 500 à 7 000 tours par minute environ, le changement de résistance dû à la force centrifuge, s'il existe, est en tous cas extrêmement petit. — L. Brüninghaus.

La conductibilité électrique de quelques alliages fer-or (propriétés électriques d'une série limitée de cristaux mixtes). — Guertler (W.) et Schulze (A.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **104** (1923), 90-100]. — On étudie les alliages fer-or à 1, 3, 5, 20 et 40 pour 100 d'Au. Entre 40 et 80 pour 100, le tréfilage est trop difficile ; au-dessus de 80 pour 100, il se produit de forts déplacements de l'équilibre entre phases cristallisées. Les alliages tréfilés sont étudiés (fils de 1 m de long et 0,3 mm de diamètre) ; on détermine la résistance et sa variation avec la température dans l'intervalle 0-200° C. Elle est représentée par une formule $W = W_o(1 + \alpha t + \beta t^2)$; des tables donnent W_o, W, α et β.

On détermine les coefficients de la formule $\frac{dW}{dt} = A(1 + Bt)$. On peut calculer par la règle des mélanges : 1° la conductibilité χ_m ; 2° le coefficient de température entre 0 et 100° C (P_m) ; une règle due à Matthiesen énonce que les valeurs expérimentales χ et P satisfont à la relation

$$\frac{\chi_m}{\chi} = \frac{P_m}{P}.$$

La généralisation de cette règle conduit à poser $\frac{dWm}{dt} = \frac{dW}{dt}$, ce qui signifie que l'inclinaison de la tangente à la courbe $W = f(t)$ est une fonction continue de la composition centésimale du mélange ; elle ne doit pas être influencée par la formation de cristaux mixtes. On trouve que c'est bien le cas pour les alliages étudiés ; d'après Isaac et Tammann [*Zeits. f. Anorg. Chemie*, **53** (1907), 281], ils contiendraient des cristaux mixtes de 0 à 20 pour 100 d'Au. Le métal Au aurait, dans le réseau cristallin du métal Fe, des constantes électriques complètement différentes de celles qu'il possède à l'état pur. — E. Darmois.

La conductibilité électrique des agrégats métalliques. — Esmarch (W.) [*Jahrb. d. Radioakt.*, **19** (1922), 141-162]. — Ni leur résistance, ni leur conductibilité n'est fonction linéaire de la proportion d'un des éléments. Les courbes

qui représentent ces fonctions s'écartent d'autant plus de la droite présumée que le rapport des conductibilités de chaque élément isolé est plus différent de 1.

Ce travail a été fait à la suite d'une discussion sur ce sujet entre Bénédik et Lichtenecker. Il ne confirme les résultats d'aucun de ces deux auteurs.

M. HANOT.

Sur l'effet Volta dans le vide et dans les gaz très raréfiés. — **Perucca (E.)** [*C. R.*, 172 (1921), 551]. — Mesure de l'effet Volta sur des surfaces métalliques préparées dans le vide ; les couples étudiés ont été : Zn | Hg; Cd | Hg ; Bi | Hg ; Sb | Hg. Les expériences prouvent l'existence de l'effet Volta même en l'absence d'une couche gazeuse superficielle. L'introduction de différents gaz secs ou de vapeur d'eau produit des modifications de l'effet Volta dépendant de la nature du métal et du gaz introduit ; la vapeur d'eau n'a aucune influence fondamentale.

A. BLANC.

La résistance électrique du corps humain. — **Forman (N.), Martin (J.-S.) et Wenner (F.)** [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 141-142]. — D'une étude des résultats publiés sur les mesures de résistance électrique du corps humain, l'auteur conclut que les valeurs obtenues diffèrent largement les unes des autres, selon les méthodes de mesure utilisées, et les conditions dans lesquelles les mesures ont été faites.

Il y a deux ans environ, Gildemeister fit une série étendue de recherches sur la résistance du corps humain. Il résulte de ses mesures que la résistance électrique des mêmes parties du corps varient de 148 000 à 68 ohms, selon la durée de passage du courant, la tension et la fréquence. D'après lui, en accroissant cette dernière dans le rapport de 430 à 1, la résistance devient 15 fois plus petite. Discutant ces données, cet auteur arrive à la conclusion qu'en cas d'accident, lorsque la peau est brûlée, la résistance tombe à une très faible valeur.

Dowse et Iredell ont obtenu des résultats bien plus homogènes et il est intéressant de noter qu'en multipliant la fréquence par 1 000, ils trouvent que l'impédance du corps humain, considéré de la main droite à la main gauche, ne double même pas. Ces résultats ne peuvent être considérés comme concordant avec ceux de Gildemeister.

L'aire des électrodes, l'état de la peau là où le courant entre dans le corps ou en sort, les actions électrolytiques et électrostatiques qui interviennent aux électrodes ou à leur voisinage sont des facteurs qui affectent apparemment toutes les valeurs précédemment obtenues. En conséquence, l'auteur de cette note a pensé qu'il pourrait être intéressant de faire quelques mesures de telle façon que ces facteurs ne puissent intervenir.

Le trait essentiel du dispositif adopté est l'emploi de quatre électrodes : deux servant au passage du courant, et les deux autres à prendre la différence de potentiel, produite dans une certaine partie du corps par le courant, dans une région où elle puisse être mesurée. On a employé le courant alternatif. La disposition était telle que l'intensité du courant pouvait être changée dans le rapport de 1 à 2, et que la fréquence puisse passer de 25 à 100 s^{-1}. Dans ces conditions, on n'a observé aucun changement de résistance en changeant soit la fréquence, soit la tension. En prenant ces précautions, la résistance a donc un sens bien déterminé. L'auteur fait ensuite quelques mesures de résistance du tronc.

La résistance du tronc varie avec la position du sujet et se trouve être plus grande lorsque les muscles sont tendus, que lorsqu'ils sont relâchés. Pour le même sujet et les mêmes conditions, la résistance du tronc varie légèrement avec le temps. Pour la plupart des sujets, cette résistance est comprise entre 25 et 30 ohms.

L. BRÜNINGHAUS.

Conductibilité électrique des graphites comprimés. — Ryschkewitsch (E.) [*Zeits. f. Elektroch.* 28 (1922), 289-298]. — On obtient, pour la résistivité du graphite, des nombres constants à quelques centièmes près, même aux faibles pressions, à condition de n'établir les contacts que pendant un temps très court et de corriger les résultats des résistances au contact du graphite et des conducteurs qui amènent le courant.

Pour tous les graphites suffisamment purs, la résistivité ρ peut s'exprimer en fonction de la pression p (en atmosphères) par la formule $\rho = \frac{a}{p} + 0{,}0075$, le coefficient a dépendant de la grosseur des grains du graphite et de sa nature (graphite de Madagascar à 94 p. 100 de C, $a = 2{,}1$; de Ceylan à 97 p. 100 de C, $a = 1{,}8$; de Bohème à 100 p. 100 de C, $a = 1{,}1$; graphite en gros grains de Madagascar, à 94 p. 100 de C, $a = 0{,}35$, etc.)

Les mélanges de graphite et de MnO^2, par exemple, ont une conductibilité plus faible mais dont la variation avec la pression est encore représentée par une fonction hyperbolique. Les courbes correspondantes sont « parallèles. » Le rapport de la résistivité d'un graphite pur au même graphite mélangé d'impureté, reste constant quelle que soit la pression. — P. Job.

Résistance spécifique du graphite. — Geiss (W.) [*Zeits. f. Elektroch.*, 28 (1922), 527-528]. — $\rho < 0{,}0001$ ohm-cm. — P. Job.

Recherches théoriques et expérimentales sur le microphone. — Piola (F.) [*Nuov. Cim.*, 22 (1921), 278-302]. — Les deux principales théories proposées pour le microphone tirent leurs conclusions des deux hypothèses suivantes :

1° *Hypothèse sinusoïdale.* — A une variation de pression sinusoïdale du milieu correspond une variation sinusoïdale de la résistance du microphone.

2° *Hypothèse élastique.* — Les changements de pression modifient dans le microphone les aires de contact des conducteurs ; ce sont ces variations de surface qui régissent les variations de résistance.

L'auteur développe chaque théorie et met en lumière les conséquences accessibles à l'expérience.

Il a étudié des types nombreux de microphones en les fermant sur des circuits de self-inductance et de force électromotrice variables, mesurant l'intensité moyenne avec un milli-ampèremètre Weston et l'intensité instantanée, en faisant traverser au courant une bobine sans fer agissant sur le faisceau cathodique d'un tube de Braun. La bande lumineuse provenant de l'étalement de la tache est observée au miroir tournant. Les sons émis devant le microphone sont des sons simples. Voici ses résultats principaux.

1° L'intensité moyenne et l'intensité maximum pendant le fonctionnement ont toujours été plus petites que celle de repos.

2° Quand on fait croître la self-inductance du circuit, l'intensité moyenne reste constante.

3° Dans l'intensité instantanée, le deuxième harmonique et lui seul accompagne toujours le fondamental.

Alors que cette 3e conséquence est prévue par les deux théories, les deux premières sont en contradiction avec l'hypothèse sinusoïdale et confirment *qualitativement* la théorie élastique.

Quantitativement, cette dernière prévoit que l'intensité moyenne ne doit pas

descendre au-dessous des $\frac{8}{9}$ de l'intensité au repos ; pratiquement, elle descend au-dessous du tiers. L'accord est donc seulement qualitatif. — R. Chevallier.

Sur les résistances de contact, spécialement dans les contacts à charbons. — **Holm (R.)** [*Zeits. f. Techn. Phys.*, 3 (1922), 290-294, 320-327, 349-357]. — Cet article expose des recherches physiques dont le but est d'analyser avec précision les phénomènes les plus importants pour la technique microphonique, autant que la chose est possible.

L'auteur rappelle d'abord que les premières recherches sont exposées dans les ouvrages classiques de Abbott et de Wietlisbach. Les ouvrages de Bidwell et de Pedersen sont plus importants, et l'auteur a tiré notamment beaucoup d'indications des travaux de Pedersen. Au cours de cet article, il renvoie souvent à ces ouvrages.

Les matières traitées dans cette étude font l'objet d'autant de chapitres. Ce sont :

Théorie des résistances de contact.

Théorie de la relation entre la résistance de contact et l'intensité du courant.

Principales méthodes de mesures.

Moyens matériels.

Mesures en faible courant avec quelques grains entre plateaux.

Mesures en faible courant avec contacts divers.

Comparaison des mesures en courant faible.

Mesures avec plusieurs couches de grains.

Rapport entre la résistance de contact et l'intensité du courant.

Observations microscopiques sur les contacts de charbon.

Influence de la nature et de la pression du gaz ambiant sur la résistance de contact.

Coefficient de pression de la conductibilité électrique du charbon.

Expériences avec un oscillateur.

Sur la théorie du détecteur.

Sur l'existence dans les contacts d'une couche non conductrice, mais porteuse de charges et sur la grandeur des surfaces πa^2.

L'auteur émet l'hypothèse fondamentale que les résistances de contact sont des résistances à la diffusion, de telle sorte qu'un courant franchissant un contact à travers le tamis de petites surfaces conductrices de contact πa^2 qui constituent une petite partie de la surface de portage macroscopique πA^2, doit être comprimé. Il donne des formules exprimant la résistance et sa relation avec l'intensité du courant. De là, on conclut que la chaleur Joule influe d'une part sur la conductibilité de la matière du contact, et d'autre part augmente la surface de contact métallique conductrice πa^2

Les formules sont déduites quantitativement des expériences, de telle manière que l'hypothèse d'un conducteur principalement métallique soit satisfaite, On fait l'hypothèse qu'une pellicule d'eau ou couche de Rohmann couvre les parties de la surface πA^2 qui se trouvent entre les surfaces πa^2. Cette pellicule est essentiellement isolante. Elle porte la plus grande partie des charges P réparties sur πA^2. A l'aide de la couche de Rohmann on explique plusieurs particularités des résistances de contact, notamment le fait que les surfaces πa^2 dépendent de la température, ainsi que les faits suivants : Les résistances de contact entre des particules

de charbon peuvent être très différentes pour une valeur de P donnée sans que E et λ soient forcément différents. Le poli et l'état hygroscopique de la surface du charbon seraient d'une grosse importance pour la couche de Rohmann et pour l'établissement des contacts qui en dépend.

Entre la charge totale P d'un contact et sa résistance $\overline{M}$ existe la relation :

$\overline{M} = \overline{M}_0 \, P^{-\alpha}$ où, pour de petites valeurs de P, $\alpha = 1$ et, pour de grandes valeurs, α est un peu plus petit que 1 (par exemple, $\alpha = 0,73$).

$\overline{M}$ est sensiblement indépendant de la courbure des surfaces extérieures des contacts utilisés.

Plusieurs autres résultats sont posés sous forme précise. Signalons enfin, comme conséquence très importante que ces résultats font reposer la théorie électrique de contacts détecteurs sur des bases précises.

En particulier, par l'intervention de la couche de Rohmann, l'allure des résistances de contacts se complique beaucoup. Les premiers expérimentateurs avaient considéré et fait varier trop peu de paramètres. C'est pourquoi ils ne pouvaient découvrir ces lois complexes.

L'auteur termine en signalant que sa théorie est également incomplète et n'est pas suffisamment sûre sur tous les points. Il se propose de la compléter par une étude ultérieure sur la grosseur des cristaux, étude qui donnera sans doute des renseignements intéressants sur la contexture des petits cristaux. — L. Vaslot.

La conduction de l'électricité dans la molybdénite. — **Vonwiller** (**O.-U.**) [*Proc. Roy. Soc. New South Wales*, **55** (1922), 220-233]. — Lorsqu'un courant traverse le système cuivre-molybdénite-cuivre, la plus grande partie de la résistance se manifeste d'ordinaire aux contacts. L'auteur étudie la relation qui existe entre ces résistances au contact et la grandeur et la direction du courant. Les résistances au contact diminuent grandement par élévation de température, mais aucune relation simple n'apparaît entre ces deux grandeurs. La résistance en volume de la molybdénite décroît lorsque la température s'élève.

Pour un circuit contenant deux soudures cuivre-molybdénite à des températures différant de 1°C, la force électromotrice se montre égale à 560 μ v, le courant passant du cuivre à la molybdénite à travers la soudure chaude.

L. Brüninghaus.

Résistivité des substances vitreuses. — **Holladay** (**L.-L.**) [*Journ. Frankl. Inst.*, **195** (1923), 229-235]. — Les résultats expérimentaux et la théorie montrent que la conductibilité des substances vitreuses varie en fonction de la température absolue T, suivant une loi en $e^{-\frac{Q}{T}}$, où Q est une constante. L'équation de la résistivité a été prise par l'auteur comme étant $R = \frac{T^x}{P} e^{\frac{Q}{T}}$, où P, Q et x sont des constantes. La théorie indique que la conductibilité varie avec la température suivant une loi en $T^{-\frac{1}{2}}$ ou T^2. Le mémoire contient les valeurs des constantes pour un certain nombre de verres, en prenant $x = +\frac{1}{2}$ ou $x = 0$. — Ed. Salles.

Conductibilité des isolants aux environs de la tension de claquage. — **Schrader** (**J.-E.**) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 234-235]. — Pour effectuer ces mesures sans risques pour les appareils, on introduit en série un kénotron. Le

claquage se reconnaît à ce qu'en modifiant le chauffage du kénotron, on fait varier le courant qui traverse le diélectrique. — M. COURTINES.

Effet de l'absorption d'air sur le vieillissement des couches minces métalliques. — Koller (L.-R.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 231-232]. — Les couches minces de platine, par exemple, déposées par ionoplastie, voient leur résistance décroître, dans le vide, au cours du temps : c'est le phénomène du vieillissement. Quand on laisse rentrer l'air sous la cloche à ionoplastie, la résistance, qui était en cours de diminution, croît brusquement puis reste constante. Lorsqu'on vide à nouveau la cloche, la résistance reprend sa marche descendante. — M. COURTINES.

Résistance et pouvoir thermoélectrique du germanium métallique. — Bidwell (C.-C.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 447-455]. — Les mesures ont été faites sur un échantillon de germanium spectroscopiquement pur et dépourvu d'oxyde de germanium, ayant la forme d'un barreau de $2,4 \times 0,44 \times 0,41$ cm³. Le courant électrique traversait le barreau par l'intermédiaire de blocs de graphite appliqués contre ses extrémités au moyen de ressorts. D'autre part, les thermocouples (platine-platine rhodié, pour les températures élevées ou moyennes ; acier-constantan pour les basses températures) étaient engagés dans des rainures pratiquées dans le barreau au voisinage de ses extrémités.

La résistance était déterminée en envoyant un courant dans l'échantillon, mesurant la différence de potentiel entre les fils de platine des thermocouples connectés avec ses extrémités, et comparant ce nombre avec la différence de potentiel existant simultanément entre les extrémités d'un conducteur de 1 ohm mis en série avec le barreau. Les mesures ont été faites de cette façon aux températures constantes suivantes, obtenues par l'emploi de thermostats appropriés : — 191° ; — 183° ; — 116° ; — 79° ; — 65 ; 0° ; + 24° ; + 61, 2° ; + 77,5° ; + 98,9° ; + 183° ; + 218° ; + 305° ; + 443° ; + 675° C.

Pour mesurer le pouvoir thermoélectrique, on s'est arrangé à établir, le long de l'échantillon, un gradient de température ; à déterminer la température de chaque extrémité au moyen des deux thermocouples ; enfin, à mesurer la force-électromotrice du système formé par le barreau et les deux fils de platine faisant partie des deux thermocouples, et qui étaient au contact de l'échantillon. En divisant cette force électromotrice par la différence de température, on obtient le pouvoir thermoélectrique correspondant à la température moyenne du métal. Aux basses températures, la mesure est la même, le platine est seulement remplacé par l'acier des couples acier-constantan, mais le résultat de la mesure est ensuite rapporté au platine.

Ces expériences ont indiqué l'existence, entre 125 et 450° C, d'une lente transformation réversible, car en dehors de cet intervalle le pouvoir thermoélectrique est une fonction linéaire de la température et, d'autre part, en dehors de l'intervalle de 100° à 600°, la résistance est une fonction exponentielle de la forme $\log R = \log A + aT + \frac{Q}{kT}$, où A, a, Q et k sont des constantes. La résistance spécifique atteint un minimum à — 116° C et un autre à 645° C, le coefficient de température passant de valeurs positives à des valeurs négatives lorsque la température s'élève. La valeur de la résistance spécifique du germanium pur à 0° C est 0,089 ohm-cm.

L'auteur compare ensuite, à l'aide des résultats fournis par ces expériences, les propriétés du germanium à celles des autres corps du tableau périodique. Les éléments situés à droite de ce tableau possèdent, on le sait, des résistances élevées,

et des coefficients de température négatifs. C'est l'inverse pour les éléments de gauche, qui sont bons conducteurs, et ont un coefficient de température positif. Les éléments du groupe IV = C, Si, Ti, Ge et Zr, se comportent d'une façon intermédiaire, chacun d'eux manifestant au moins l'existence d'une résistance minimum, à des températures qui décroissent régulièrement depuis des valeurs très élevées pour les éléments les plus légers, jusqu'à des valeurs très basses pour les plus lourds.

La tranformation moléculaire dont le germanium est en outre le siège, entre 125° et 450° C est dépourvue d'hystérésis, les courbes obtenues par refroidissement rapide se juxtaposant exactement à celles obtenues par refroidissement ou réchauffement lents. — L. Brüninghaus.

Propriétés électriques de l'illium. — **Knipp (C.-T.)** et **Hall (J.-L.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 283-286]. — On a mesuré le coefficient de température de l'illium (0,000 479 ohm par degré), sa résistivité (91, 61. 10^{-6} ohm-cm à 0° C) et la force électromotrice thermoélectrique des couples formés par l'illium et divers métaux.
D. Chalonge.

Résistance et pouvoir thermo-électrique du germanium. — **Bidwell (C.-C.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 389]. — Les mesures ont été faites de — 192° à + 675° C. Les résultats indiquent l'existence d'une transformation réversible du métal qui commence à + 125° C et ne paraît pas encore terminé à 550° C. Dans cette région de transition, il semble que l'un des états allotropiques soit en solution dans l'autre. L. Brüninghaus.

Utilisation de la force thermo-électrique de contact pour identifier quelques aciers. — **Galibourg** [*C. R.*, **174** (1922), 547]. — L'auteur a constaté que les différences de force électromotrice entre les différents aciers sont suffisantes, dans les conditions qu'il indique, pour que la mesure de la force électromotrice permette de classer les aciers courants ordinaires et spéciaux dans un ordre différent de celui que donne l'essai de dureté de Brinell, de sorte qu'on a une indication nouvelle pour présumer le nature d'un acier dont on ne peut pas faire l'analyse.
A. Blanc.

Couple thermo-électrique dans le vide transportable. — **Coblentz (W.-W.)** [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **17** (1921), 187-192]. — La sensibilité et la constance des thermo-couples servant aux mesures de radiations sont grandement améliorées par le montage de ces éléments dans des récipients vides de gaz. L'auteur utilise des thermo-couples pour radiométrie stellaire (12 soudures; fil de 0,03 mm de diamètre, bismuth-argent; résistance, 6 ohms) montés dans des récipients de laiton à fenêtres de fluorine, munis d'appendices en tube de quartz contenant des fragments de calcium. Une fois le vide fait (le calcium étant porté au rouge sombre durant l'opération), on peut, avec des mastiquages soignés des joints et du robinet, séparer l'appareil de la pompe et conserver un bon vide pendant plusieurs années. Les légères fuites et les traces de vapeurs émises par le mastic peuvent altérer le vide. Un chauffage de l'appendice au rouge sombre rétablit celui-ci, le calcium, à 300° C absorbant tous les gaz atmosphériques, sauf l'argon). L'auteur utilise de tels récipients vidés il y a sept ans et dont le vide a été maintenu par deux ou trois chauffages depuis cette époque.

Ce dispositif permet d'éviter, dans les missions astronomiques lointaines, le transport de pompes à vide. — C. Florisson.

Elément thermo-électrique pour la mesure des radiations. — **Hase (R.)** [*Zeits. f. Phys.*, **15** (1923), 52-53]. — Description d'un nouveau dispositif d'élément thermo-électrique dans lequel une des composantes de la soudure est une petite baguette courte. Ce système permet l'emploi de certains alliages possédant un pouvoir thermoélectrique élevé, mais trop cassants pour être réduits en fils.

M. Hanot.

Expériences sur les productions de forces électro-motrices en chauffant les points de jonction de métaux de même nature. — **Darling (C.-R) et Stopford (C.-W.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, 35 (1923), 215]. — Expériences effectuées sur le fer, le constantan, le cuivre et le graphite. — Ed. Salles.

Sur l'effet thermoélectrique de flexion (einschnürung) dans les fils métalliques — **Pechinger (L.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 75-76]. — La grandeur de l'effet peut varier d'une valeur positive à une valeur négative. Elle est en relation avec des défauts d'homogénéité du fil (fer, nickel ou constantan). Les fibres sont d'autant plus différentes au point de vue thermo-électrique qu'elles sont plus écartées par rapport à la fibre neutre.

Fe et Ni ont des effets de sens contraire, de même que dans l'effet thermo-électrique de traction.

Bénédicks a observé la production d'une différence de température aux deux extrémités d'une boucle d'un fil pourcouru par un courant. Elle doit être attribuée à un effet Peltier. — R. Fortrat.

Sur l'électrostriction dans les gaz. — **Frivold (O.-E.)** [*Fys. Tids.*, 20 (1922), 119]. — L'augmentation de pression apparaissant dans une masse gazeuse sous l'action d'un champ électrique (électrostriction) doit, d'après les considérations théoriques de Debye, être considérée comme une augmentation, provenant de l'extérieur, de la « pression interne » que Van der Waals a introduite dans son équation d'équilibre. La formule développée du baromètre donne un terme permettant de calculer la diminution de volume, quand on connaît la constante diélectrique et la densité du gaz considéré.

L'auteur donne les résultats de mesures faites sur SO^2, résultats qui concordent d'une manière satisfaisante avec les résultats théoriques. — H. Tscherning.

Influence d'un champ électrique sur la tension superficielle. — **Perucca (E.)** [*Nuov. Cim.*, 23 (1922), 191-198]. — Reprise d'un travail de Sellerio, où l'on déduisait la tension superficielle de la masse d'un nombre donné de gouttes, issues d'un même compte-goutte, en faisant l'opération soit dans un champ électrique, soit en l'absence de champ. Sellerio avait trouvé une augmentation de 4 pour 100 dans un champ de 4 000 v : cm. L'auteur critique ce résultat : il semble d'abord que Sellerio n'a pas tenu suffisamment compte de la différence de vitesse de formation des gouttes avec ou sans champ ; d'autre part, la présence de la goutte et du tube déforme le champ primitivement uniforme, d'où l'existence d'une résultante non nulle concourant à faire tomber les gouttes.

L'auteur ayant repris les mesures, en tenant compte de ces remarques, trouve des variations de tension superficielle à la limite des erreurs d'expérience. Suivent quelques considérations théoriques un peu arbitraires sur l'allure des variations auxquelles on peut s'attendre. — R. Chevallier.

Courbes électrocapillaires dans les dissolutions non aqueuses. — Wild (H.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **103** (1922), 1-38]. — Baur et Kronmann ont indiqué [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **92** (1916), 81] un procédé pour déterminer la force électromotrice au contact de 2 liquides non complètement miscibles. Si l'on considère la chaîne M | MS_1 | MS_2 | M, où M est un métal et MS_1 l'un de ses sels dissous dans 2 liquides différents, les solutions et les solvants étant en équilibre, la force électromotrice de cette chaîne est nulle. Si π_1, π_3, π_2, sont les différences de potentiel aux 3 contacts, on doit avoir $\pi_1 - \pi_2 + \pi_3 = 0$. La mesure de π_1 et π_2 doit donner π_3. On mesurera π_1 et π_2 par le tracé de courbes électrocapillaires, M sera le mercure. L'auteur considère d'autre part comme démontrée la coïncidence si discutée du point isoélectrique et du maximum de la courbe électrocapillaire. Dans les exposés récents de Trautz [Graetzschen Handbuch, Barth, 1918] et Freundlich [Kapillarchemie, 1922], les auteurs admettent tous deux que, pour des cas bien étudiés : KCl, KNO^3, SO^4H^2, sels mercureux, le maximum de la courbe de Lippmann permet de déterminer la force électromotrice de contact. Krumreich [*Zeits. f. Elektroch.*, 1913] a montré également que, pour NO^3K, l'électrode à gouttes donne les mêmes résultats que la courbe électrocapillaire. La théorie classique de Helmholtz-Lippmann serait donc vraie pour les électrolytes ci-dessus ; les difficultés signalées en particulier par Gouy n'apparaissent que pour les ions que l'expérience montre comme facilement absorbés par la couche capillaire (kapillaraktive Ionen). L'auteur rappelle en même temps les quelques mesures déjà faites sur des solutions non aqueuses, en particulier celles de Newbery [*Journ. Chem. Soc. London*, **107** (1915), 852 ; 1 520] qui a déjà pu montrer l'égalité de π_1 et π_2 pour des solutions aqueuses et alcooliques saturées de KCl et AmCl.

Les mesures sont faites par la méthode classique ; on observe le déplacement du ménisque. Les erreurs sont estimées à 5 millivolts pour les solutions aqueuses, 10 pour les autres.

L'auteur répète les expériences de Newbery et vérifie ses résultats ; il opère sur des mélanges d'eau et d'alcool saturés de NaCl, puis de KNO^3. Des courbes représentent la variation de la force électromotrice maximum avec la teneur en alcool.

Il opère ensuite sur les liquides non miscibles. L'un de ces liquides est toujours une solution aqueuse, l'autre une solution dans un solvant organique qui dissout à la fois le sel et l'eau (alcool amylique, phénol, furfurol, etc...). Les électrolytes sont KCl, KNO^3, $HgNO^3$ HNO^3 ; les solutions sont saturées en sel.

Les résultats sont indiqués en courbes et en tables. *Sans exception*, les 2 phases en équilibre de répartition présentent, par rapport au même métal, la même différence de potentiel. Ce résultat doit être considéré comme établi, avec la précision ci-dessus, pour les 4 électrolytes donnés, soit pour 3 cations (K, Hg, H) et deux anions (NO^3, Cl). Il est probable que le résultat $\pi_1 = \pi_2$ sera général pour tous les solvants, mais non pour tous les ions, comme il résulte des considérations préliminaires.

E. Darmois.

Contribution à la théorie de l'électrocapillarité. I. Phénomènes électrocapillaires dans les dissolvants non aqueux. — Frumkin (A.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **103** (1922), 43-54]. — L'auteur rappelle d'abord les quelques travaux antérieurs sur les solutions non aqueuses (Paschen, Bouty, Gouy, Reboul, etc...).

Les présentes mesures ont été faites sur les solvants et dissolutions suivantes : alcool méthylique (NO^3Am *n.* et 0,1 *n.* ; NaBr *n.* ; NaI *n.*) — alcool éthylique (NO^3Am 0,2 *n.* ; LiCl *n.* ; NaI *n.*) — mélange $C^2H^5OH + H^2O$ (LiCl *n.*) — acétone (NO^3Li 0,9 *n.* ; LiCl 0,5 *n.* ; AmCNS *n.*) — pyridine (AmCNS *n.* ; NaI 1,6 *n.*). Les alcools

isobutylique et isoamylique n'ont pu être employés à cause du peu de mobilité du ménisque.

La méthode employée est celle de Gouy ; les électrodes impolarisables sont : HgCl, LiCl | Hg et NO^3Ag | Ag. On trace les courbes électrocapillaires. Les valeurs de la constante capillaire maxima sont rapportées à la constante Hg — eau = 100 ; elles sont comparées aux valeurs obtenues pour les solvants purs (d'après Gouy). L'ordre d'activité des anions reproduit presqu'exactement celui qu'on observe en solutions aqueuses.

Pour calculer les différences de potentiel, l'auteur suppose que : 1° la différence de potentiel au contact de 2 solutions, aqueuse d'une part, alcoolique ou acétonique d'autre part, est négligeable ; 2° les différences de potentiel entre l'électrode Ag | 0,1 $AgNO_3$ et diverses solutions ont des valeurs connues. Il arrive ainsi à un tableau des potentiels pour les solutions étudiées qui montrent que les maxima sont déplacés, par rapport à ceux observés dans l'eau, dans le sens des polarisations cathodiques plus faibles.

La branche descendante de la courbe électrocapillaire est la même pour le même cation ; la branche ascendante, plus raide, correspond à l'anion. En posant que la tension superficielle est une fonction du deuxième degré de la polarisation, on peut calculer la capacité de la couche double ; cette capacité n'est pas proportionnelle à la constante diélectrique du solvant.

L'influence d'une addition d'eau (à l'alcool éthylique) est surtout sensible pour le côté cathodique de la courbe ; l'eau serait ainsi absorbée seulement quand la surface est notablement chargée. Au contraire, si l'on ajoute une substance organique à l'eau, la substance est absorbée, même par une surface non chargée. L'auteur rapporte cette différence à la grandeur de la constante diélectrique. — E. Darmois.

Contribution à la théorie de l'électro-capillarité. II. — Frumkin (A.) [*Zeits. f. Phys. Chemie*, **103** (1922), 55-70]. — L'auteur établit la relation

$$d\gamma = E d\varphi - \Sigma \Gamma_i d\mu_i, \quad (1)$$

où γ est la tension superficielle ; φ, la différence de potentiel mercure-solution ; E, une certaine quantité d'électricité ; Γ et μ désignant respectivement la densité superficielle et le potentiel thermodynamique des constituants indépendants (autres que les ions $Hg^{2}{++}$) de la solution.

Il envisage quelques cas particuliers de cette relation.

I. *a*) Dans le cas où la concentration des constituants (i) est constante, on doit avoir $\frac{\partial\gamma}{\partial\varphi} = E$, relation de Lippmann-Helmholtz. L'auteur vérifie cette relation par la mesure directe de $\frac{\partial\gamma}{\partial\varphi}$ (d'après Gouy) et de E (courant emporté par un flux de gouttes de mercure). La vérification réussit pour $SO^4H^2 2n.$, NaCl $n.$ (saturés de Hg^2Cl^2), pour KOH $n.$ (saturés de HgO), pour $KNO^3 n.$ + KI 0,01 $n.$ (saturé de Hg^2I^2).

b) La coïncidence du potentiel correspondant au maximum de γ avec celui d'une goutte isolée est étendue à des solutions du genre de $Na^2SO^4 n.$ saturé de paraldéhyde, NaCl $n.$ saturé d'acétate d'éthyle, etc...

c) La capacité de polarisation de la surface est $-\frac{\partial^2\gamma}{\partial\varphi^2}$; l'auteur calcule que, pour la branche descendante de la courbe électrocapillaire, elle a des valeurs de l'ordre de 18 μF : cm², en accord avec Gouy. En général, on aurait $E = \varepsilon + 2\alpha F$, α étant la quantité de sel mercureux adsorbé par la surface.

II. En partant de (1), l'auteur établit les relations qui donnent le changement de position des courbes électrocapillaires avec la concentration, relations indiquées indépendamment par Gouy et l'auteur (1917) ; pour la branche descendante, c'est, par exemple, $\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{RT}{n_{+}.F} \log \frac{c_2}{c_1}$, où les ($\varphi$) correspondent à un même (γ).

III. Si une goutte de mercure se trouve dans une solution pour laquelle l'accroissement de surface a lieu sans échange d'ions, on a alors $\varepsilon = 0$. Les mesures montrent que, dans ce cas, la différence de potentiel solution-mercure dépend de la composition de la solution, c'est-à-dire est en général différente de zéro. Il faut supposer dans ce cas que la différence de potentiel est due à l'adsorption, soit des ions actifs (KI), soit de molécules (Na^2SO^4 + paraldéhyde) probablement orientées sur la surface à la façon des arrangements décrits par Langmuir.

L'auteur donne un tableau des valeurs « idéales » pour φ_{max}.

Ce sont : dans l'eau : 0,50 (Gouy)

CH^4O : 0,37

C^2H^6O : 0,30

$CH^3.CO.CH^3$: 0,17

il en résulte qu'au maximum de γ, il doit y avoir une véritable différence de potentiel de contact entre le mercure et le solvant.

On est conduit à distinguer sous le nom de tension de dissolution deux grandeurs très différentes : 1° la pression osmotique des ions Hg^{2++} correspondant à la valeur nulle de la différence de potentiel solution-mercure (tension de dissolution thermodynamique) ; sa valeur absolue n'est pas connue. On calcule seulement qu'elle est 3000 fois *plus petite* dans l'alcool que dans l'eau ; 2° la pression osmotique des ions Hg^{2++} correspondant à $\varepsilon = 0$; elle est donnée par les courbes électrocapillaires et bien constante en l'absence de substances actives (tension de dissolution électrocapillaire). On calcule qu'elle est 3 000 fois *plus grande* dans l'alcool que dans l'eau. — E. Darmois.

Tension interfaciale et concentration en ions hydrogène. — Hartridge (H.) et Peters (R.-A.) [*Proc. Roy. Soc.*, 101 (1922), 348-367]. — Les auteurs ont commencé par comparer les méthodes de mesure de la tension capillaire de contact : méthode de l'ascension capillaire, de la goutte et des rides. Cette comparaison a montré que la méthode de la goutte était valable pour comparer les tensions interfaciales des huiles et acides gras au contact avec des solutions aqueuses de compositions diverses. Son emploi a permis d'arriver aux conclusions qui suivent :

La diminution de la tension entre substances grasses en solution benzénique et solutions aqueuses de divers sels contenant des ions hydrogène en liberté dépend de la concentration des substances grasses, de la présence de petites quantités d'alcali dans la phase aqueuse et enfin, de la concentration des ions hydrogène à la surface de contact.

On a constaté que les changements de tension capillaire par variation d'alcalinité se produisaient seulement pour les corps ayant un groupe CO^2H libre ou en combinaison. — L. de Broglie.

Effets obtenus avec un courant alternatif envoyé dans un électromètre capillaire. — Kleeman (R.-D.) et Simmonds (D.-T.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 541]. — Le courant alternatif envoyé dans l'électromètre capillaire donne naissance à un mouvement de l'intersurface mercure-solution dans la même direction que celle obtenue avec un courant continu passant de la solution au mercure.

Il se produit un accroissement de la tension superficielle à l'intersurface, et ainsi la surface de la couche double diminue. Le courant alternatif est partiellement rectifié. Il résulte de ces expériences qu'une partie au moins, sinon la totalité, de la force électromotrice de contact entre un métal et une solution est localisée dans la couche liquide de transition, comme l'auteur l'a déjà indiqué antérieurement.

L. Brüninghaus.

Effets obtenus lorsqu'un courant alternatif traverse un électromètre capillaire. — **Kleeman (R.-D.) et Simonds (D.-T.)** [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 38-4]. — L'électromètre utilisé comprend un tube capillaire dont la section intérieure présente un minimum en son milieu. Ce tube capillaire est relié à un réservoir à mercure et à un réservoir contenant une solution saturée de sulfate mercureux. Une cuvette mobile permet de faire varier la hauteur du mercure et de ramener constamment le ménisque au milieu du capillaire. On observe qu'un courant alternatif meut la colonne mercurielle dans le même sens qu'un courant continu provenant de la solution. On ne peut attribuer ce phénomène à l'action détectrice de l'électromètre, car elle est en sens opposé ; d'ailleurs, quand on l'élimine au moyen d'un condensateur, on fait croître la déviation. Les pressions croissent plus ou moins linéairement avec la tension jusqu'à 10,5 cm pour 1,15 volt puis restent constantes jusqu'à 1,4 volt. Les fréquences 200 et 60 donnent le même résultat.

L'auteur explique ce phénomène en admettant qu'entre le mercure et la solution existe un conducteur de transition dans lequel les ions positifs et négatifs sont plus ou moins séparés. Un courant électrique modifie cette séparation.

M. Courtines.

Influence d'un champ magnétique sur l'écoulement du mercure dans l'électromètre de Lippmann. — **Amaduzzi (L)**. [*Rend. Accad. Sc. Bologna*, **24** (1919-1920), 22-24. — *Mem. Accad. Sc. Bologna*, **6** (1920), 61-67]. — Le champ longitudinal est sans action sensible mais le champ transversal crée un déplacement du jet et modifie le régime de formation des gouttes en les rendant plus fréquentes quand le jet est positif. Si le champ agit sur le jet à une certaine distance du point de formation des gouttes, le déplacement observé de façon très précise ne se manifeste que dans le cas positif. Ainsi dans le cas où l'on supposerait que les déviations sont dues non seulement à une déformation de la goutte au point où elle se détache, mais encore un entraînement par suite du déplacement de la solution électrolytique, la façon différente dont se comportent les jets positifs et négatifs rendrait cette hypothèse bien improbable. L'auteur met d'ailleurs en évidence le déplacement de l'électrolyte sous l'action du champ à l'aide de petits pendules à fil de soie plongés dans la solution. Les déviations sont si constantes qu'on pourrait penser à lés utiliser pour la mesure des champs magnétiques. Mais ce déplacement de l'électrolyte semble sans action sur les trajets des gouttes de mercure.

R. Chevallier.

Un relais électrocapillaire pour la télégraphie par courants de haute fréquence. — **Prince (C.-E.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1923), 194]. — Un index de mercure est placé dans un tube capillaire entre deux électrolytes. Un courant continu ou redressé de l'ordre de quatre micro-ampères fait se déplacer l'index, d'où résulte le basculement du tube et la fermeture du circuit d'appel. Phénomène obscur, déclare l'auteur. — C. Florisson.

Sur la tension superficielle des liquides électrisés. — **Michaud (F.)** [*C. R.*, **173** (1921), 972]. — On s'est souvent demandé si la tension superficielle d'un liquide, en contact avec un gaz non conducteur, change sous l'influence d'une électrisation

de surface. L'auteur démontre, en s'appuyant sur les principes de l'énergétique, qu'un liquide conducteur, électrisé par influence, a même tension superficielle qu'à l'état neutre ; il a vérifié expérimentalement cette conclusion à l'aide d'un dispositif qui élimine les effets de répulsion électrostatique. Il y aurait là, d'après lui, une objection assez grave à la théorie des ions, parce que ceux-ci, en s'accumulant à la surface électrisée, devraient modifier les forces capillaires. — A. Blanc.

Sur la tension superficielle des électrolytes électrisés. — Gouy (G.) [*C. R.*, 173 (1921), 1 317]. — Réfutation de l'objection à la théorie des ions contenue dans la note précédente ; il est inexact que la charge soit constituée par des ions accumulés à la surface même de l'électrolyte ; la variation de concentration des ions, qui constitue la charge, décroît à partir de la surface et forme dans l'électrolyte une couche d'épaisseur sensible. D'ailleurs, la variation de concentration près de la surface est toujours trop petite pour pouvoir produire un effet appréciable sur les forces capillaires. — A. Blanc.

Variation, avec le temps, des pressions créées au sein de fluides isolants par un champ électrostatique constant. — Bouchet (L.) [*C. R.*, 173 (1921), 914]. — Quand un liquide isolant est placé dans un champ électrique, des pressions s'exercent à l'intérieur ; il en résulte que si la surface libre du liquide est en partie dans le champ et en partie hors du champ, il se produit une dénivellation, qui permettrait de déterminer le pouvoir inducteur spécifique du liquide. Mais cette dénivellation varie avec le temps. L'hypothèse la plus vraisemblable consiste à attribuer cette variation à une *conductibilité* du liquide qui, elle-même, varie avec le temps. Dans un champ alternatif, la dénivellation prend rapidement une valeur invariable. — A. Blanc.

Action d'un champ électrique sur un liquide isolant. — Michaud (F.) et Balloul (A.) [*C. R.*, 173 (1921), 1 165]. — Les irrégularités signalées dans la note précédente sont attribuées par les auteurs à la présence d'impuretés.

A. Blanc.

Photoélectricité

L'émission photoélectrique. — Tedesco (E.) [*Elettrotecnica*, 9 (1922), 716-720]. — Exposé de nos connaissances actuelles sur les phénomènes photoélectriques.

Quelques propriétés remarquables des couches d'or obtenues par pulvérisation cathodique. — Gross (F.) [*Zeits. f. Phys.*, 15 (1923), 40-45]. — Etude de la structure de telles couches et de leur effet photoélectrique.

M. Hanot.

Le phénomène photoélectrique. — Tedeschi (E.) [*Nuov. Cim.*, 23 (1922), 133-173]. — Exposé d'ensemble suivi d'une bibliographie. Après avoir montré que la vitesse d'émission des électrons est indépendante de l'intensité de la lumière agissante mais varie, au contraire, avec sa fréquence, suivant la loi d'Einstein, l'auteur étudie successivement l'effet sélectif et l'effet normal, puis passe en revue les principales théories proposées (quanta de lumière, quanta d'action, théorie statistique de Richardson). — R. Chevallier.

Etudes des phénomènes photoélectriques depuis 1914. — Wiedmann (G.) [*Jahrb. d. Radioakt.*, 19 (1922), 112-142]. — 1. *Effet photo-électrique normal*, c'est-à-dire dont l'intensité croît avec la fréquence de la radiation incidente. Ce phénomène dépend de la présence de gaz occlus dans le métal ; il est

parallèle à l'effet thermionique. Son intensité varie, durant l'emploi, depuis une valeur initiale (qui dépend de l'histoire du métal et de la quantité de gaz condensé à sa surface) jusqu'à une valeur limite (qui dépend seulement des gaz dissous dans le métal). Si l'électrode employée a subi une pulvérisation dans une atmosphère d'hydrogène, l'effet photo-électrique ne dépend plus de la nature du métal, il est donc dû aux atomes H.

2. *Effet photo-électrique sélectif.* — Il est encore dû aux gaz occlus : ainsi le potassium présente le phénomène pour $\lambda = 4\,360$ Å s'il contient de l'hydrogène et pour $\lambda = 3\,130$ Å s'il contient de l'oxygène. Tous les métaux peuvent vraisemblablement présenter le même effet s'ils ont adsorbé une quantité convenable de certains gaz.

Pour rapprocher ces phénomènes de la théorie de Bohr, on peut les supposer produits par des électrons passant d'une trajectoire fermée sur une trajectoire hyperbolique. — M. Hanot.

Sur la conductibilité photoélectrique du diamant. — Gudden (B.) et Pohl (R.) [*Zeits. f. Techn. Phys.*, 3 (1922), 199-201]. — Les auteurs, après avoir rappelé que Warburg s'est occupé, dès 1887, de la conductibilité des cristaux [Warburg (E.) et Tegetmeyer (F.), *Wied. Ann.*, **32**, 442 ; **35**, 455], indiquent leur étude précédente sur le diamant [Gudden (B.) et Pohl (R.), *Zeits. f. Phys.*, **3**, 123].

Dans le présent travail ils étendent l'étude de la conductibilité électrique du diamant sous l'action de la lumière jusqu'à $\lambda = 1\,860$ Å et discutent la légitimité de l'application dans ce cas de la loi d'équivalence d'Einstein.

Au cours de cet article, ils se réfèrent aux études suivantes : B. Gudden et R. Pohl [*Zeits. f. Phys.*, **6**, 248], W.-A. Miller [*Phil. Trans.*, **152**, 861], F.-F. Martens [*Ann. der Phys.*, **8**, 459]. — L. Vaslot.

Conductibilité de pellicules métalliques exposées à la lumière ultraviolette. — Tugman (O.) [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 195]. — La conductibilité électrique d'une couche métallique très mince varie quand on l'éclaire avec de la lumière ultraviolette. Ce phénomène s'explique en faisant intervenir l'effet photoélectrique. — D. Chalonge.

Etude détaillée de la conductibilité photoélectrique. — Gudden (B.) et Pohl (R.) [*Phys. Zeits.*, **23** (1922), 417-420]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands, Leipzig, 17-24 septembre 1922. Les auteurs étudient l'intensité du courant qu'ils appellent primaire, c'est-à-dire l'intensité du courant obtenu, avec un cristal unique, immédiatement après l'illumination. On obtient, pour ce courant primaire, un courant de saturation ; la valeur du champ électrique qui donne la saturation est caractéristique du cristal, et indépendante de la longueur d'onde de la lumière excitatrice. Ce champ est d'autant plus faible que l'indice de réfraction du cristal est plus élevé ; quand l'indice pour le rouge est voisin de 2, ce champ est de l'ordre de 10 000 volts par centimètre ; pour un indice voisin de 2,5, il est de l'ordre de 1 000 v : cm, pour un indice voisin de 3, il est de l'ordre de 100 v : cm ; enfin les cristaux d'indice supérieur à 3 sont semi-conducteurs.

Avec des cristaux de diamant, de cinabre et de blende, les auteurs ont pu déterminer, pour les différentes longueurs d'onde, le rapport de la quantité d'électricité transportée à l'énergie lumineuse absorbée. Du côté rouge de la bande d'absorption, ce rapport est proportionnel à la longueur d'onde, comme si chaque quantum $h\nu$ de lumière incidente libérait un électron. Quand on fait croître la longueur d'onde, ce rapport diminue brusquement au moment où l'on pénètre dans la bande d'absorption. — G. Bruhat.

Sur le mécanisme de la conductibilité photoélectrique. — Kaempf (F.) [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 420-423]. — Communication au Congrès des Physiciens allemands, Leipzig, 17-24 septembre 1922. L'auteur insiste surtout sur le caractère unipolaire de cette conductibilité, due à des déplacements d'électrons. Il donne des courbes montrant que le courant a des valeurs très différentes suivant que l'on éclaire l'anode ou la cathode. Il a également étudié à l'aide d'une sonde la répartition du potentiel entre les deux électrodes; la chute de potentiel est toujours plus grande au voisinage d'une électrode qu'à l'intérieur de la préparation, et la chute de potentiel principale se rapproche d'autant plus de la cathode que le courant est plus intense.

Il résulte de la discussion qui a suivi cette communication que le courant considéré par Kaempf, qui est le courant de régime obtenu au bout d'un temps d'illumination assez long, n'est pas le même que le courant instantané étudié par Gudden et Pohl; ce dernier a même valeur quelle que soit l'électrode éclairée.

G. Bruhat.

L'effet du courant sur la sensibilité photoélectrique des métaux. — Shenstone (A.-G.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 918-926]. — On mesure l'effet photoélectrique sur une plaque métallique portée à température variable :

1) Par chauffage à la vapeur d'eau, en constituant avec la plaque le fond d'un tube contenant la vapeur : l'effet photoélectrique est peu sensible aux variations de température.

2) Par chauffage électrique, en faisant passer dans la plaque un courant. Ainsi que Hallwachs [*Phys. Zeits.*, 21 (1920), 562] l'avait noté, on observe que la courbe donnant le courant photoélectrique en fonction du courant de chauffage présente un maximum. Mais, alors que Hallwachs attribuait cet effet à une « dégazation » des couches superficielles du métal, l'auteur a constaté que le phénomène était *réversible*, ce qui le conduit à admettre une modification produite dans le métal par le courant. La nature de cette modification est d'ailleurs inconnue ([1]). — A. Foch.

L'action d'un courant électrique sur l'effet photoélectrique. — Horton (F.) [*Phil. Mag.*, 42 (1921), 279-281]. — Alors que Shenstone [*Phil. Mag.*, 42 (1921), 916-921; *Journ. de Phys.*, 3 (1922), 394 D] attribuait les variations de l'effet photoélectrique d'une lame de bismuth parcourue par un courant à une action d'orientation, l'auteur estime que ces variations peuvent être causées par des migrations gazeuses provoquées par l'échauffement dû au courant.

A. Foch.

Limite du côté du rouge et répartition spectrale de l'effet photoélectrique du platine, considérées dans leurs relations avec la teneur en gaz. — Suhrmann (O.) [*Ann. der Phys.*, 67 (1922), 43-68]. — L'auteur détermine l'effet photoélectrique du platine plus ou moins privé de gaz, en le soumettant à l'action d'une lumière convenablement décomposée au spectroscope. Au préalable, il évalue par couple thermoélectrique, l'énergie des diverses raies de l'arc au mercure, et détermine l'absorption de la lumière par les divers appareils en quartz qu'elle traverse.

([1]) A signaler un procédé intéressant de formation de couches métalliques minces sur le verre : une grille de tungstène est recouverte électrolytiquement du métal à déposer, puis chauffée dans le vide : le métal à déposer s'évapore et se condense sur une plaque de verre. On obtient ainsi en quelques minutes des plaques très régulières de cuivre, or, nickel, argent, présentant *exactement*, pour un même métal, les mêmes propriétés photoélectriques.

Les résultats confirment les conclusions de travaux antérieurs, qui utilisaient de la lumière blanche. Après une première incandescence de la feuille de platine utilisée, la limite du côté du rouge commence par avancer : les électrons lents libérés par la lumière à plus grande longueur d'onde, primitivement retenus par la pellicule gazeuse recouvrant le métal, peuvent alors commencer à sortir. Après de nouvelles incandescences, la limite recule peu à peu : le gaz absorbé est expulsé ; les électrons lents, en particulier, qui ont besoin, pour sortir, de la présence des atomes gazeux, occlus, restent dans le métal. (La limite du côté du rouge sera par exemple définie quantitativement comme la longueur d'onde pour laquelle l'effet photoélectrique est réduit au millième de la plus grande valeur observée).

L'expérience montre aussi l'effet variable de l'expulsion du gaz avec la couleur de la lumière employée : l'effet photoélectrique diminue plus pour les grandes longueurs d'onde que pour les petites. — M. Pauthenier.

Limite de l'effet photoélectrique — **Hamer** (**R.**) [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 198]. — La longueur d'onde qui marque la limite de l'effet photoélectrique a été déterminée pour un certain nombre de métaux (Ag, Pt, Al, Gd, Sn, Pb, Fe, Ni, Tu, Co, Zn, etc). — D. Chalonge.

Expériences relatives à l'influence des gaz sur la photoélectricité du platine. — **Welo** (**L.-A.**) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 593-609]. — On chauffe pendant un temps plus ou moins long une feuille de platine dans le vide et après refroidissement, on en étudie les propriétés photoélectriques.

1. Si on chauffe moins de 9 heures, on constate, lorsqu'on porte en abscisses les courants de chauffe et en ordonnées le courant photoélectrique :

a) D'abord un maximum, puis un minimum (vers 4 A dans les feuilles étudiées) après lequel le courant photoélectrique monte et *semble* tendre vers une saturation ou, au contraire, donne un nouveau maximum. Cela, sous l'action d'une radiation $\lambda = 2\,540$ Å.

b) Un courant presque constant, ou possédant un maximum très plat vers 10 A, sous l'action de la radiation $\lambda = 2\,150$ Å.

2. Si on chauffe plus de 9 heures, les courants, sous l'action de la radiation $\lambda = 2\,540$ Å ou $\lambda = 2\,150$ Å, tendent vers une saturation. La feuille semble avoir été dégazée.

3. Si la feuille de platine a été dégazée, on n'obtient pas les courbes à minima du début en replaçant la feuille dans divers gaz ; il faut, pour réobtenir ces courbes, chauffer la feuille au chalumeau.

L'auteur estime que ces phénomènes s'interprètent bien en supposant l'existence d'une couche de transition *de plusieurs molécules d'épaisseur*, une couche monomoléculaire étant, selon lui, incapable d'arrêter les électrons à basse vitesse.

A. Foch.

Sur la sensibilité photoélectrique d'alliages d'argent et de palladium chargés d'hydrogène. — **Krüger** (**F.**) **et Ehmer** (**A.**) [*Zeits. f. Phys.*, **14** (1923), 1-5]. — Plusieurs faits portent à croire que la sensibilité photoélectrique est liée à la présence d'hydrogène occlus dans les métaux. C'est pourquoi on a étudié la sensibilité d'alliages argent-palladium qui dissolvent beaucoup d'hydrogène.

Chaque alliage était chauffé à 160 ou 180°C pendant deux heures dans une atmosphère d'hydrogène. Au bout de ce temps, on pouvait considérer la saturation comme atteinte. L'alliage refroidi était porté à un potentiel de quelques centaines de volts et sa sensibilité mesurée.

Les mesures ont porté sur une série de 10 alliages allant du palladium à l'argent, avec des proportions variant de 10 en 10 p. 100. Il y a un maximum de sensibilité pour l'alliage à 40 p. 100 d'argent, qui est aussi celui qui dissout le plus d'hydrogène.

Il semble donc bien que ce soit la quantité d'hydrogène dissoute qui règle la valeur de l'effet photoélectrique. — R. Fortrat.

Variation du courant photoélectrique avec l'épaisseur du métal. — Stuhlman (O.) [*Phys. Rev.*, 20 (1922), 65-74]. — Les expériences furent faites en éclairant, au moyen d'une source monochromatique, des couches très minces de platine ou d'argent, en forme de coin, déposées sur des lames de quartz.

Pour des épaisseurs n'excédant pas 40 $\mu\mu$, l'émission photoélectrique varie dans le même sens que la quantité de lumière absorbée : la proportionnalité est d'autant plus près d'être réalisée que la longueur d'onde est plus grande. Si, cependant, la longueur d'onde tend vers celle qui marque la limite de l'effet photo-électrique, l'émission tend vers zéro, même si l'absorption optique augmente.

D. Chalonge

L'effet photoélectrique dans le fer est-il influencé par l'aimantation ? — Polvani (C.) [*Nuov. Cim.*, 24 (1922), 65-93]. — Le fait que les phénomènes radioactifs sont insensibles à toute action extérieure et que les électrons nucléaires possèdent au moment de leur émission des vitesses très supérieures à celles des électrons photoélectriques montre que ces derniers ne sauraient provenir des orbites nucléaires. D'autre part, l'indépendance du phénomène photoélectrique de la température et autres facteurs semblables porte à supposer qu'ils n'appartiennent pas non plus aux électrons libres disséminés dans la substance. Restent les électrons de valence, qui jouent un rôle dans les combinaisons chimiques, la dispersion, le para et ferromagnétisme.

Une relation est donc possible, à priori, entre l'émission photoélectrique et l'aimantation. La difficulté à laquelle on se heurte au point de vue réalisation expérimentale est d'avoir une source lumineuse à intensité constante. L'utilisation d'une méthode différentielle permet de tourner cette difficulté.

C_1C_2 sont deux cellules photoélectriques où l'on a fait un vide poussé; I_1I_2, les deux surfaces métalliques sur lesquelles tombent deux faisceaux lumineux provenant du dédoublement, dans un rapport *donné constant*, du faisceau issu de la source. L'une d'elles, I_1 par exemple, est la surface de fer à étudier.

Chacune d'elles est réunie à une paire de quadrants d'un électromètre, à l'armature d'un condensateur variable (Γ_1 ou Γ_2) dont l'autre armature est au sol; enfin, à un interrupteur $\alpha_1\alpha_2$ qui permet de porter I_1I_2 à un potentiel élevé connu que mesure le voltmètre V.

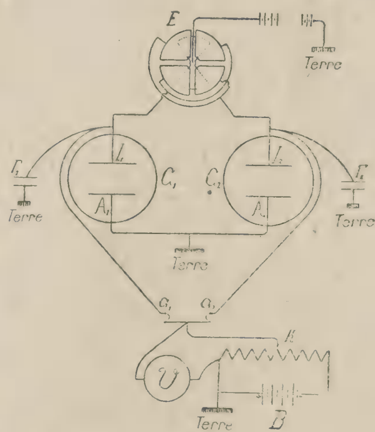


Fig. 1.

Les potentiels de I_1 et I_2 étant identiques à l'instant initial, à quelle condition le resteront-ils après illumination des surfaces, pendant un temps donné quelconque? Une analyse simple montre que si v est le potentiel de l'aiguille; V_1V_2, les potentiels de I_1I_2, les charges sont du type

$$m_1 = \alpha V_1 + \mu V_2 + \lambda v$$
$$m_2 = \mu V_1 + \beta V_2 + \nu v$$

Désignant alors par $(m_1)_0$ et $(m_2)_0$ les charges initiales, si V_1 et V_2 sont identiques au début, ils le resteront après illumination des surfaces pendant un temps quelconque, à condition que :

$$\frac{(m_1)_0 - m_1}{(m_2)_0 - m_2} = \frac{\alpha + \mu}{\beta + \mu} \qquad (1)$$

Le rapport des pertes de charge doit être une constante définie par la configuration géométrique du système. Comme ces pertes sont proportionnelles aux quantités de lumière reçues, leur rapport reste constant, même si l'intensité du faisceau dédoublé varie. Et si la configuration géométrique a été choisie telle que l'égalité (1) soit satisfaite pour une intensité particulière, elle le restera malgré ses variations. Ainsi, le réglage de cette sorte de *balance photoélectrique*, que l'on obtient d'ailleurs en modifiant $\Gamma_1\Gamma_2$, est indépendant des fluctuations de la source.

Suit une étude de la sensibilité de l'appareil.

La cellule C_1 était placée dans un trou pratiqué axialement dans l'un des noyaux de fer d'un puissant électro-aimant de façon à pouvoir soumettre I_1 à un champ normal à sa surface. On avait pris toutes les précautions d'isolement désirables.

Il résulte de toutes les expériences faites que l'aimantation de la plaque de fer normalement à sa surface n'apporte pas certainement une perturbation de *un millième* dans l'intensité du courant photoélectrique. — R. Chevallier.

Sur l'effet photoélectrique normal et inverse sur des particules ultramicroscopiques. — **Hake (M.)** [*Zeits. f. Phys.*, 15 (1923), 110-120]. — Les particules, en suspension dans un condensateur, sont éclairées par la lumière ultra-violette d'un arc au mercure, et on observe la charge qu'elles prennent par suite de l'effet photoélectrique. Les expériences ont été faites avec différentes substances, métaux et diélectriques, dans différents gaz : air, azote, hydrogène, oxygène et gaz carbonique. Des expériences de comparaison, faites en illuminant en l'absence de champ électrique, ont montré que les rayons employés n'ionisaient pas les gaz, sauf le gaz carbonique.

Les particules diélectriques donnent, dans tous les gaz, l'effet inverse ; les particules métalliques donnent, dans certains gaz, aussi bien l'effet inverse que l'effet normal. La sensibilité photoélectrique d'une substance donnée dépend de la nature du gaz qui l'environne. L'effet inverse ne paraît pas pouvoir s'expliquer autrement que par l'émission d'électricité positive par les particules qui le présentent.

G. Bruhat.

Sur l'effet photoélectrique des particules ultramicroscopiques. — **Bär (R.) et Yu Cheu Yang** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 4 (1922), 249-252]. — En éclairant des particules de sélénium par les rayons ultraviolets d'un arc au mercure, on leur communique une charge positive par effet photoélectrique. Ces particules électrisées peuvent être maintenues en suspension dans un condensateur de Millikan en appliquant, entre les armatures, une différence de potentiel convenable. Si l'on désigne par a le rayon de la sphérule de sélénium, une théorie sommaire conduit à la relation $\frac{E}{a}$ = constante, relation bien vérifiée si $a > 6.10^{-5}$ cm. Pour $a < 6.10^{-5}$ cm, la valeur de $\frac{E}{a}$ augmente quand le rayon décroît, ce qui peut s'expliquer par le manque d'homogénéité des particules de sélénium ; l'hypothèse de l'existence de sous-électrons, faite naguère par Ehrenhaft, ne peut rien expliquer

ici, car elle conduit à prévoir des valeurs trop faibles pour $\frac{E}{a}$ alors qu'on a trouvé des valeurs trop fortes. A partir de $\frac{E}{a}$, on peut calculer la limite des grandes ondes susceptibles d'agir sur le sélénium photoélectriquement ; on trouve $\lambda =$ 2 800 Å, mais cette détermination manque de précision.

L. DE BROGLIE.

Variations avec la température, de la différence de potentiel de contact pour le potassium et le sodium, et variations simultanées dans l'effet photo-électrique. — **Ives (H.-E).** [*Phys. Rev.*, 20 (1922), 102]. — D. CHALONGE.

Sur la question de la proportionnalité de l'intensité lumineuse et du courant photoélectrique dans des cellules à métaux alcalins et à gaz rares. — **Halban (H. von) et Ebert (L.)** [*Zeits. f. Phys.*, 14 (1923), 182-190]. — On admet généralement qu'il y a proportionnalité, jusqu'à des différences de potentiel très voisines du potentiel de décharge (loi de Beer). Au contraire, Steinke, opérant avec une cellule de potassium très réfléchissante, trouve un écart marqué avec la proportionnalité, la relation entre le courant i et l'intensité I étant

$$i^z = c.I.$$

Des recherches faites avec des cellules à potassium et à sodium dans l'argon, avec des intensités lumineuses dans le rapport de 1 à 150, confirment la loi de Beer.

L'auteur en conclut que toute cellule doit être étudiée avant son emploi et être rejetée si elle ne donne pas un bon accord avec la loi de Beer.

R. FORTRAT.

Effet de la température sur les cellules photoélectriques au baryum et au strontium. — **Case (T.-W.)** [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 413-414]. — Une lame de métal, montée dans le vide, était débarrassée de ses gaz par chauffage, puis recouverte de baryum ou de strontium. On étudiait sur ce dispositif les variations de l'effet photoélectrique avec la température. Les précédents résultats se confirment : l'élévation de la température accroît notablement l'effet photoélectrique.

L. BRÜNINGHAUS.

L'effet photoélectrique sur des couches très minces de potassium. — **Geitel (H.)** [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 3 (1922), 60-61]. — Un fil de platine, placé dans le vide avec du potassium, se recouvre, au bout de 12 à 24 heures, d'une couche de potassium et présente l'effet photoélectrique ; si on le porte à l'incandescence par un courant, le potassium est volatilisé et l'effet disparaît. Le nombre d'électrons libérés par unité de temps est, comme pour les couches épaisses, proportionnel à la quantité de lumière reçue. Des filaments de charbon présentent des phénomènes analogues.

Un fil de platine présentant un fort effet photoélectrique a été lavé dans quelques gouttes d'eau distillée, puis on a ajouté à l'eau une trace de phtaléine du phénol. On n'a pas observé de coloration rouge : on peut en déduire que l'épaisseur de la couche de potassium était inférieure à 10^{-6} cm. — G. BRUHAT.

La proportionnalité du courant photoélectrique à l'éclairement dans des couches très minces de potassium. — **Geitel (H.)** [*Ann. der Phys.*, 67 (1922), 420-427]. — Le courant photoélectrique augmente proportionnellement à l'intensité éclairante lorsque la substance photoélectrique est en couche épaisse.

L'action de la lumière se fait sentir dans des couches d'autant plus profondes que l'intensité est plus grande. On peut se demander si la proportionalité subsiste lorsque la matière active est en couche très mince, que la lumière traverse sans absorption notable. De telles couches sont obtenues par dépôt spontané de potassium distillant à froid sur du platine.

La proportionnalité subsiste. — R. Fortrat.

La relation entre tension et courant dans les cellules photoélectriques à anode centrale. — **Ives** (H.-E.) et **Fry** (T.-C.) [*Astroph. Journ.*, 56 (1922), 1-15]. — Ayant observé que dans quelques cellules photoélectriques à potassium la tension nécessaire pour la saturation est d'autant plus élevée que la fréquence de la lumière est elle-même plus grande, les auteurs ont développé une théorie mathématique du phénomène pour le cas où l'anode est une sphère de rayon b placée au centre d'une cathode sphérique de rayon a. Les électrons émis par une plage de la cathode sensible à la lumière décrivent des orbites elliptiques, déterminées dans chaque cas par leurs vitesses et leurs directions initiales et par le champ électrique.

La vitesse maximum v_m des électrons émis pour une radiation de fréquence ν étant donnée par la relation $\frac{1}{2} mv^2_m = h(\nu - \nu_0)$, où h est la constante de Planck et ν_0, la plus basse des fréquences des radiations capables de provoquer l'émission des électrons, on trouve que la plus petite différence de potentiel correspondant à la saturation est

$$V_s = \frac{h(\nu - \nu_0)}{e} \cdot \frac{a^2 - b^2}{b^2},$$

e étant la charge de l'électron.

Si l'on admet que la distribution des directions initiales des électrons est conforme à la loi du cosinus et que la distribution de leurs énergies cinétiques est représentée par une courbe parabolique dont le maximum correspond à la moitié de la limite posée par la relation $\frac{1}{2} mv^2_m = h(\nu - \nu_0)$, on trouve que la fraction de saturation pour toute tension V au-dessous de V_s est $1 - \left(\frac{a^2 - b^2}{a^2}\right)\left(1 - \frac{V}{V_s}\right)^3$. Pour le cas où $\frac{a}{b} = 15$, et $\nu_0 = 5 \times 10^{14}$, ce qui correspond à $\lambda_0 = 6\,000$ Å, on trouve que V_s varie de 60 à 150 v quand la longueur d'onde de la radiation passe de 5 500 à 4 500 Å. Cette variation est du même ordre de grandeur que celle qu'on observe. On doit en tenir compte toutes les fois que les cellules photoélectriques sont utilisées pour la comparaison des intensités de radiations de composition spectrale différente. — F. Croze.

Relation entre la tension et le courant dans les cellules photoélectriques à anode centrale. — **Ives** (H.-E.) et **Fry** (T.-C.) [*Phys. Rev.*, 20 (1922), 112]. — D. Chalonge.

Sur l'effet photoélectrique des vapeurs d'alcalis. — **Kunz** (J.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 130-131]. — Il y a environ un an, E.-H. William et l'auteur ont montré que la vapeur de caesium ne peut être ionisée par de la lumière de longueur d'onde plus courte que celle déterminée par l'équation $h\nu = eV$, où V est le

potentiel d'ionisation de la vapeur de caesium. Dans un article sur la théorie atomique et les arcs à bas se tension dans la vapeur de caesium, P. D. Foote a montré que le potentiel de résonance de 1,45 donne naissance au spectre à une seule raie, le doublet 1,5 $S - 2\,p\,\frac{1}{2}$. Ainsi, il n'y a que deux impacts non élastiques qui soient connus dans la vapeur de caesium, correspondant à 1,45 et 3,88 volts; le premier produisant le 1er doublet de la série principale, le second la série entière. Sur la base de la théorie de Bohr, on devrait s'attendre à ce que les raies apparaissent les unes après les autres, lorsque le potentiel s'accroît de 1,45 à 3,88 volts. Cette apparition successive de raies a, en vérité, été observée dans la vapeur de mercure par J. Franck. Si les résultats des deux physiciens sont corrects, les vapeurs de mercure et de caesium paraissent donc avoir des propriétés différentes.

Les arcs à basse tension éclatant dans les vapeurs métalliques et dans l'hélium ont été expliqués par K. Compton comme étant dus à une absorption de la lumière résultant de l'application du potentiel de résonance, par les atomes environnants, absorption par laquelle un électron est enlevé du niveau d'énergie 1,5 S et porté au niveau $2\,p\,\frac{1}{2}$; ce qui nécessite moins d'énergie cinétique provenant de l'électron incident que l'enlèvement complet de l'électron mobilisé du domaine de l'atome. Ce point de vue a été confirmé par l'étude de l'effet de fluorescence sur le potentiel d'ionisation de la vapeur d'iode.

P.-D. Foote tire aussi la conclusion que les électrons gravitant non dans l'anneau 1,5 S, mais dans l'anneau $2p$, devraient donner naissance à une absorption de la première et de la deuxième série secondaires, dont les raies ne sont pas d'ordinaire des raies d'absorption. Nous pouvons élever l'électron de l'anneau stable 1,5 S à l'anneau moins stable $2p$ soit par absorption de la raie correspondante, ou par collision d'un électron. De sa nouvelle position, l'électron peut être expulsé soit par absorption d'énergie rayonnante, ou par choc d'un électron incident de vitesse convenable. Si, par suite, dans l'effet photoélectrique, la vapeur du métal alcalin est sous l'influence du premier doublet de la série principale, une plus petite fréquence de la lumière sera requise pour ioniser la vapeur que celle correspondant à 3,88 volts. Ainsi, il serait possible d'extraire un électron d'un atome de vapeur de caesium par divers procédés, correspondant aux différentes raies d'absorption de la série principale. Nous pouvons porter l'électron de l'orbite stable normale jusqu'à la surface de l'atome en deux ou plusieurs étapes, mais toujours de façon à ce que l'on ait $h\,(\nu_1 + \nu_2 + \ldots) = h\nu = eV$, où $V = 3{,}88$ volts.

Le cæsium métallique est déjà sensible à la lumière infra-rouge, tandis que la vapeur a besoin de lumière ultra-violette pour émettre des électrons. Le voisinage des atomes, à l'état métallique, semble délier les électrons situés à la surface des atomes. Il en résulte que, lorsque la densité de vapeur devient très grande, les potentiels d'ionisation peuvent devenir plus petits. Les potentiels d'ionisation peuvent aussi apparemment décroître lorsqu'on emploie de forts courants électroniques provenant de très chauds filaments : dans ce cas, une proportion mesurable d'électrons quitte le métal avec une vitesse élevée. — L. Brüninghaus.

La variation de différence de potentiel au contact avec la température dans le cas du potassium; mesures photoélectriques. — Ives (H.-E.) [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 478]. — L. Brüninghaus.

Diverses recherches photoélectriques. — **Coblentz (W.-W.)** [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **18** (1922), 585-607]. — Certains échantillons de *molybdénite* ont une grande résistivité et une forte sensibilité photoélectrique en certains points de leur surface; ces échantillons contiennent un peu plus de fer que les autres; d'autre part, tous les sulfures artificiels MoS^2 sont sensibles, mais beaucoup moins que le produit naturel. Un chauffage au delà de 500°C fait décroître la sensibilité, qui disparaît vers 700°C; un traitement analogue n'a pas d'action marquée sur la *stibine*. Le passage prolongé d'un courant alternatif ne modifie rien et enfin la sensibilité décroît *régulièrement* avec la longueur d'onde.

L'étude de CuO et Pb^3SbS^3 montre qu'il ne s'agit pas d'une propriété additive des atomes. L'*iode* est sensible, avec un maximum vers 0,54 μ. Enfin l'auteur étudie les cellules à baryum et strontium de Case [1], lesquelles, munies d'un écran convenable, peuvent avoir une courbe de sensibilité très voisine de celle de l'œil.

Nombreuses courbes. — F. Wolfers.

Symétrie des vitesses des photo-électrons dans les directions incidente et émergente. — **Piersol (R. J.)** [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 195]. — L'expérience montre que, conformément à la théorie des quanta, la vitesse des photoélectrons est indépendante de la direction de la lumière excitatrice. — D. Chalonge.

Sur la répartition des vitesses dans l'effet photoélectrique. — **Klemperer (O.)** [*Zeits. f. Phys.*, **16** (1923), 280-299]. — L'auteur a étudié cette répartition avec une électrode de zinc éclairée par la radiation λ = 2 537 Å du mercure. Il a utilisé, d'une part l'arrêt des électrons par un champ électrique, d'autre part leur déviation par un champ magnétique. Il existe une vitesse maximum bien définie, et le nombre des électrons à grande vitesse est relativement très faible. Les résultats obtenus par Ramsauer, qui contestait l'existence d'une vitesse maximum, sont dus aux erreurs provenant de la réflexion des électrons.

La répartition des vitesses est modifiée par le vieillissement de la surface, la fréquence relative des petites vitesses diminuant plus vite que celle des grandes.

G. Bruhat.

Méthode photoélectrique pour la vérification du principe de Wien-Planck dans le domaine de l'ultra-violet. — **Steinke (E.)** [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 215-239]. — Le principe de Planck donnant la répartition de l'énergie dans le spectre normal du corps noir n'a été vérifié que pour des longueurs d'onde supérieures à 4 860 Å. L'auteur se propose de le vérifier pour de plus courtes longueurs d'onde en employant la méthode photoélectrique.

Il utilise une cellule photoélectrique Günther et Tegetmeyer. La durée de décharge varie au début de l'emploi; après 15 minutes, elle atteint une limite. L'intensité I du courant qui traverse la cellule est alors reliée à l'intensité lumineuse L par la relation $I_z = L \times C^{te}$. Il faut d'abord déterminer, dans différentes conditions, l'exposant z qui est toujours voisin de 1 mais qui varie avec le potentiel et avec λ. La cellule une fois étudiée permet des mesures photométriques précises dans l'ultra-violet.

Le principe de Planck se trouve vérifié jusqu'à 3160 Å. M. Hanot.

Vérification expérimentale de la loi du rayonnement de Planck par voie photoélectrique. — **Császár (E.)** [*Zeits. f. Phys.*, **14** (1923), 220-225]. — Pour vérifier la loi du rayonnement isotherme, il y a un intérêt spécial, au point de vue de la théorie des quanta, à opérer dans le domaine des faibles valeurs du

[1] Case. *Phys. Rev.*, **17** (1921), 398.

produit λT. Comme, à égalité de température, l'intensité du rayonnement varie en raison inverse de λ^5, il est désirable d'opérer à des températures élevées et avec de courtes longueurs d'onde : d'où l'emploi de cellules photoélectriques comme récepteur.

Le rayonnement d'un four électrique formant radiateur intégral est dispersé par un monochromateur et tombe sur une cellule à potassium, emplie d'argon à une pression de 0,28 mm de mercure. Son potentiel d'étincelle était 213 volts; elle a servi entre 135 et 190 volts. L'appareil de mesure est un électromètre de Mully [*Phys. Zeits.*, **14** (1913), 237] de très grande sensibilité.

Il s'agit de vérifier la constance de

$$c_2 = \lambda \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \log \frac{E_\lambda^{(2)}}{E_\lambda^{(1)}},$$

$E_\lambda^{(1)}$ et $E^{(2)}$ étant les intensités spécifiques du rayonnement pour la longueur d'onde λ aux températures absolues T_1 et T_2.

Ces intensités sont mesurées par la durée de décharge de l'électromètre. On a trouvé, pour c_2, la valeur moyenne 14 345. 10^{-4}C°, avec une erreur inférieure à 3 p. 100 que les corrections diminueront peut-être un peu. Le domaine étudié comprend les longueurs d'onde de 3 970 à 6 500 Å et l'intervalle de températures absolues, de 1 292° à 1 513°.

Discussion des mesures de Steinke. — R. Fortrat.

La production d'une force électromotrice dans un circuit fermé, par éclairement de l'argentite. — Sheldon (H.-H.) et Geiger (P.-H.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 389-390]. — Tout en étudiant les variations de résistance de l'argentite Ag^2S sous l'action de la lumière, l'auteur a observé que l'éclairement de ce minéral intercalé dans un circuit donnait lieu à une force électromotrice. L'auteur s'est assuré qu'il s'agit bien là d'un effet lumineux, et non calorifique.

L. Brüninghaus.

Production d'une force électromotrice dans un circuit fermé, sous l'action de la lumière sur le sulfure d'argent cristallisé. — Sheldon (H.-H.) et Geiger (P.-H.) [*Proc. Nat. Acad. Sc.*, **8** (1922), 161-163]. — L'auteur a disposé des cristaux de sulfure d'argent (Ag^2S), de diverses provenances, dans un circuit fermé ne renfermant aucune source de force électromotrice. Si l'on fait tomber des radiations lumineuses sur le cristal, on constate une déviation de l'aiguille d'un galvanomètre branché dans le circuit.

L'auteur a vérifié que ce n'est pas là l'effet d'un phénomène thermo-électrique dû à la chaleur rayonnée par la lampe. Du reste, l'action constatée ne présente pas non plus d'analogies avec l'effet photoélectrique proprement dit. Il semblerait plutôt que l'on soit en présence d'une action de la lumière sur le potentiel de contact. L'auteur continue ses recherches sur la question.

Mg. J. Rivière.

Conductibilité photoélectrique de la céruse et de la sénarmontite. — Heintze (W.) [*Zeits f. Phys.*, **15** (1923), 339-349]. — Ces corps présentent une forte conductibilité photoélectrique que leurs indices de réfraction élevés permettent de prévoir, d'après les travaux de Gudden et Pohl. Cette conductibilité est mesurée par le rapport de la quantité d'électricité qui traverse le cristal à l'énergie lumineuse incidente; elle est maximum dans la région $\lambda = 2\,800$ Å, pour la céruse et $\lambda = 3\,130$ Å, pour la sénarmontite; les variations du courant photoélectrique sont

de plus étudiées en fonction de la quantité de lumière incidente, du temps d'éclairement, de la tension employée et de l'orientation du cristal.

Le rapport de la conductibilité à l'énergie lumineuse incidente est très en dessous de ce qu'exigerait le principe d'équivalence des quanta ; ceci s'explique par la forte absorption de la lumière par les cristaux. — M. Hanot.

Observations sur la transformation de l'énergie calorifique rayonnée en courant électrique, dans la molybdenite. — Coblentz (W.-W.) [*Journ. Wash. Acad. Sc.*, **12** (1922), 411-412]. — Exposé de résultats d'expériences en vue d'établir une relation possible entre la force électromotrice locale, produite uniquement par rayonnement thermique sur des cristaux de molybdenite et l'effet photoélectrique présenté par ces cristaux, lorsqu'ils sont soumis à la fois à une force électromotrice ordinaire et à un rayonnement calorifique. Le rayonnement à courte longueur d'onde d'une lampe Nernst produit, sur certains échantillons, des forces électromotrices variables en grandeur et polarité ; celle-ci est fonction de λ. D'autre part, un point soumis à une force électromotrice élevée et au rayonnement d'un spectre d'énergie correspondante, devient le siège d'un courant, fonction de l'intensité lumineuse, de λ et de l'épaisseur du cristal. Les points de la première catégorie ne coïncident pas avec ceux de la seconde.

L'auteur pose finalement la question de savoir si la réaction photoélectrique des solides n'est pas simplement due à une amplification du courant induit par le rayonnement thermique. — N. Yannakis.

Sur l'effet photo-électrique dans les composés sulfurés et phosphorés des alcalino-terreux. — Goggel (K.) [*Ann. der Phys.*, **67** (1922), 301-319]. — Recherche sur la variation, le long du spectre, de l'effet photoélectrique considéré comme cause de la phosphorescence. On peut mettre en évidence l'existence d'un effet photoélectrique sélectif. — M. Pauthenier.

Sensibilité de l'argentite. — Coblentz (W.-W.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **18** (1922), 265-280]. — Contrairement à ce qui se passe pour l'acanthite, qui a, comme l'argentite, la formule Ag^2S, il ne se produit pas de polarisation, mais la conductibilité est plus grande pour un sens de passage du courant, phénomène qui ne semble pas modifier l'action photoélectrique, laquelle atteint son état d'équilibre au bout de 3 à 5 minutes et disparaît sensiblement au bout du même temps. La partie du spectre utilisée était comprise entre 0,3 μ et 2 μ, limite au delà de laquelle il ne semble pas que le minéral soit sensible ; le maximum de sensibilité a lieu pour 1,35 μ, la courbe est bien symétrique autour de cette position.

A basse température, — 140° C par exemple, la sensibilité est accrue notablement, le maximum se déplace à 1,12 μ.

Une augmentation de l'intensité de la radiation agit davantage du côté des grandes longueurs d'onde que du côté des courtes; le maximum se déplace dans la direction des premières. Le martelage du minerai en lames peu épaisses diminue la sensibilité spectrophotoélectrique. — Ed. Salles.

La sensibilité spectrophotoélectrique de la proustite. — Coblentz (W.-W.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 245-246]. — De + 20° à — 50°C, elle a un maximum vers 0,61 μ et un autre dans le violet extrême. De — 50° à — 100° C, le maximum ultraviolet se trouve masqué de plus en plus par un nouveau maximum vers 0,58 μ, dont la position reste constante jusqu'à — 170° C. Pas de sensibilité photoélectrique entre 1 et 2 μ. — M. Courtines.

Sensibilité spectrophotoélectrique de la bournonite et de la pyrargyrite. — **Coblentz** (W.-W.) et **Eckford** (J.-F.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, 18 (1922), 353-372]. — Etude de cette propriété avec des radiations s'étendant entre 2 μ et 0,3 μ. Les auteurs ont fait varier la température et l'intensité de la radiation. Ce dernier effet augmente le phénomène pour les deux corps et déplace la courbe. Dans le cas du premier corps, la sensibilité s'étend de 1 μ à l'extrême ultra-violet; le second corps a un maximum étalé dans l'ultra-violet et à 0,63 μ. Les basses températures rendent le phénomène plus intense. La pyrargyrite se comporte très sensiblement comme la proustite. — Ed. Salles.

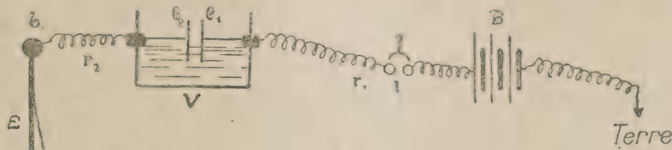
Sensibilité spectrophotoélectrique de quelques sels halogénés de thallium, plomb et argent. — **Coblentz** (W.-W.) et **Eckford** (J.-F.) [*Sc. Pap. Bur. Stand*, 18 (1922), 489-498]. — Le présent travail donne les résultats d'une étude de l'effet de la structure cristalline, de la constitution chimique, et de la masse atomique sur la sensibilité spectrophotoélectrique. Ces trois facteurs ont un effet défini sur la réaction photoélectrique. — L. Brüninghaus.

Sur la théorie des courants photoélectriques dans les gaz denses. — **Matthies-Staub** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 319-320]. — On se propose de déterminer la densité du courant transmis à une électrode parallèle pour une différence de potentiel donnée imprimant une accélération aux charges négatives.

L'auteur donne d'abord une solution rigoureuse du problème au point de vue de la théorie des ions (base hydrodynamique). Bien que la première approximation concorde avec les formules déjà établies par J.-J. Thomson et Bloch, ni les résultats des expériences de Partzsch, ni ceux obtenus par l'auteur à l'aide de nouvelles méthodes ne permettent une explication satisfaisante à l'aide de la simple théorie hydrodynamique.

Il établit alors une nouvelle expression de la fonction tension, courant — en supposant que la force-image de Thomson se superpose simplement à l'intensité du champ extérieur, et compare les formules obtenues avec les résultats expérimentaux. — R. Fric.

La conductibilité photoélectrique des liquides mauvais conducteurs. — **Timpanaro** (S.) [*Nuov. Cim.*, 24 (1922), 202-219]. — Le liquide à étudier est placé dans le vase V où plongent deux électrodes elliptiques $e_1 e_2$, dont l'une est en communication avec un électroscope, l'autre avec une source à potentiel constant. Comme liquide, l'auteur a utilisé successivement l'huile de ricin, de vaseline,



d'olive, le toluène et le xylène. La lumière ultra-violette excitatrice était fournie par une lampe en quartz à vapeur de mercure.

Appliquons un potentiel V constant à e_1 et considérons le temps que met la feuille d'or de l'électromètre pour passer de la division d_0 à la divisision d.

Avant l'illumination, soit t ce temps; après une illumination pendant un temps T, soit t' ce temps, la lampe restant allumée; t'', la lampe étant éteinte;

$\frac{t - t'}{t}$ et $\frac{t - t''}{t}$ déterminent, en valeur relative, les variations de conductibilité du liquide dans les conditions précisées.

1° *Avec la durée d'illumination.* — Pour $T = 0$, $t - t' < 0$. Il y a dimiuution apparente de conductibilité, ce qui n'avait pas encore été signalé. Cette diminution n'est bien qu'apparente car, si on éteint la lampe, $t - t'' > 0$. Quand T croît, $t - t'$ change bientôt de signe et, à partir de ce moment, la conductibilité apparente croît conformément aux résultats déjà indiqués. Cela tient probablement à l'existence simultanée d'un effet superficiel et d'un effet de volume, le premier masquant l'autre au début mais devenant dans la suite de plus en plus négligeable.

2° L'intensité du courant d'ionisation déterminé par les rayons ultra-violets est indépendante de la direction du courant.

3° Cette intensité i est proportionnelle aux différences de potentiel e, du moins tant qu'elles restent petites ; à mesure qu'elles croissent, elle tend vers une valeur limite de saturation, que l'on n'atteint d'ailleurs jamais. Tout se passe comme si l'on avait :

$$i = f(e) + ce,$$

$f(e)$ étant un courant de saturation comme dans les gaz ; ce, un courant suivant la loi d'Ohm et dû à la présence d'ions électrolytiques.

4° Les liquides soumis aux rayons ultra-violets ne reprennent leur conductibilité primitive qu'après un temps plus long que celui employé à l'augmentation de cette conductibilité ; c'est une sorte d'hystérèse. De plus, ils prennent une charge résiduelle d'autant plus grande que les électrodes plongent plus profondément dans le liquide. Une agitation fait disparaître cette charge.

Ces résultats confirment ceux déjà obtenus par divers auteurs (Curie, Righi, Jaffé, pour les rayons du radium ; Szivessy et Schäfer, pour l'ultra-violet). L'article est suivi d'une bibliographie étendue de la question. — R. Chevallier.

L'effet transmis dans les cristaux de sélénium. — Pomeroy (J.-C.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 414]. — On s'est servi de cristaux en aiguille, dont chacun était lié à des électrodes, en un ou plusieurs points. On a fait, dans ces conditions, des mesures de conductibilité transversale à l'obscurité, puis sous l'action d'un étroit faisceau lumineux tombant, soit sur les électrodes, soit à des distances connues de celles-ci. On a constaté que le logarithme du changement de conductibilité était proportionnel à la distance existant entre l'électrode et le point éclairé.

L. Brüninghaus.

Phénomènes photoélectriques dans les tubes audion à filament recouvert. — Gibbs (R.-C.) et Meacham (E.-L.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 415-416]. — On a surtout étudié ici l'accroissement de courant thermionique qui se produit lorsqu'on éclaire le filament recouvert d'oxydes. C'est à cet accroissement que l'on donnera le nom de courant photoélectrique. On a trouvé, entre autres, que 8 à 10 minutes sont nécessaires pour que le courant photoélectrique atteigne son maximum, après éclairage du filament. La diminution du même courant, après suppression de l'éclairage, durait de 25 à 50 minutes. — L. Brüninghaus.

L'effet de l'âge et de la concentration d'une solution de rhodamine B sur le courant photoélectrique qui s'y produit. — Jenkins (R.-Y.) [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 402-412]. — L'auteur a fait ces expériences au moyen d'une petite cuve, fermée antérieurement par une lame de verre plan-parallèle, portant sur sa face interne les électrodes. Celles-ci étaient constituées par deux minces bandes de

platine semi-transparentes, très voisines et parallèles, obtenues par pulvérisation cathodique. La cellule est remplie de la solution à étudier, placée dans l'obscurité, dans des conditions qui permettent d'éclairer une seule des électrodes. On obtient ainsi un faible courant qui, à l'extérieur de la cellule, va de l'électrode éclairée à l'électrode obscure : c'est le courant photoélectrique. Pour une solution fraîche de rhodamine dans l'alcool, le courant photoélectrique croît d'abord à mesure que l'illumination se prolonge, jusqu'à prendre une valeur constante. La sensibilité diminuait par exposition à la lumière ordinaire, mais se trouvait régénérée à l'obscurité. En augmentant la concentration, la sensibilité croissait d'abord jusqu'à un maximum, puis diminuait. Les courbes intensité-temps obtenues par éclairage intermittent varient de forme selon la concentration ; il se produit une saturation pour les faibles concentrations ; on obtient des maxima pour des concentrations comprises entre 1 et 3 pour 100 ; la courbe monte indéfiniment pour des concentrations plus élevées. En somme, le phénomène est tout à fait compliqué.

L. Brüninghaus.

L'effet de la température sur le courant obscur produit dans une cellule photoélectrique platine, rhodamine B, platine. — **May (F.-A.)** [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 478-479]. — L. Brüninghaus.

Les variations de l'activité photoélectrique d'une solution de ferrocyanure de potassium avec la concentration de la solution. — **Poole (J.-H.-J.)** [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 895-906]. — Les solutions de ferrocyanure de potassium sont photoélectriques. Suivant que la photoélectricité est due aux ions ou à la molécule neutre, les courbes donnant la photoélectricité en fonction de la concentration seront convexes ou concaves vers les y positifs ; si un seul des ions est photoélectrique, la courbe sera une droite. Or la courbe, d'abord rectiligne, est ensuite concave vers les y positifs. De la discussion, l'auteur croit pouvoir conclure que la photoélectricité est due à l'ion négatif et que la courbure est peut-être attribuable à une association des molécules du soluté dans les solutions concentrées. — A. Foch.

Potentiels photoélectriques de la rétine. — **Chaffee (E.-L.) et Bovie (W.-T.)** [*Phys. Rev.*, 18 (1921), 131]. — Les courants photoélectriques obtenus lorsque la rétine de l'œil est éclairée, ont été étudiés par plusieurs expérimentateurs, en se servant comme indicateur de l'électromètre capillaire ou du galvanomètre d'Einthoven. Lorsqu'on emploie de tels instruments, les déviations dépendent, non seulement de la force électromotrice produite dans l'œil par action photoélectrique, mais aussi de la résistance de l'œil et du reste du circuit. Dans le présent travail, l'étude des potentiels photoélectriques de la rétine a été faite par l'emploi d'un système de tubes à vide amplificateurs disposés de façon à pouvoir actionner un galvanomètre d'Einthoven. L'emploi d'amplificateurs procure une plus grande sensibilité et, ce qui est de plus grande importance, donne des déviations qui ne sont proportionnelles qu'aux potentiels produits dans la rétine et indépendantes de la résistance du circuit.

On a enregistré diverses courbes, donnant les effets, sur le potentiel photoélectrique produit dans la rétine, de l'âge de l'œil après qu'il a été enlevé, de l'intensité de la lumière incidente, du temps d'exposition. On a obtenu aussi des courbes, donnant l'effet photoélectrique produit par un très faible éclairement.

L. Brüninghaus.

Réponse électrique de la rétine à l'excitation par la lumière. — Chaffee (E.-L) et Bovie (W.-T.) [*Trans. Illum. Eng. Soc.*, 17 (1922), 663-666]. — Un nerf excité transmet des impulsions électriques. Si l'on connecte un galvanomètre sensible entre la tunique et le centre d'un nerf moteur qui est excité à une certaine distance, il se produit des changements de potentiel entre les deux points.

On a recherché les réactions de la rétine et du nerf optique à l'excitation par la lumière. La réponse est complexe et présente des alternances de sens. En prenant la valeur moyenne comme mesure de l'intensité de l'impression au cerveau, on a mesuré ses variations avec l'intensité lumineuse. Pour de très basses intensités d'éclairement, la réponse est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité de la lumière. Pour les intensités moyennes, la loi de Fechner se vérifie mais, pour les grandes intensités, elle n'agit plus.

Les courbes de réponses sont différentes pour un œil mort et pour un œil vivant, elles varient aussi avec la température.

Un abaissement de température produit les mêmes changements que lorsque l'œil vit.

Enfin, pour les différentes longueurs d'onde, l'œil (de grenouille) est relativement insensible à l'extrémité rouge du spectre et la réponse à l'extrémité rouge est beaucoup plus simple et de durée plus courte que la réponse à l'extrémité bleue.

F. Canac.

Magnétisme et effets galvanomagnétiques.

Note sur la relation entre K et μ. — Brylinski [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 7-9].

Sur la nature des grandeurs et le choix d'un système d'unités électriques. — Langevin (P.) [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 9-16].

Sur l'identité de la nature du champ magnétique et de l'induction magnétique. — Abraham (H.) [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 25-26].

Discussion sur les unités de champ et d'induction magnétiques. — [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 30-40].

A propos des notions de dimension et d'homogénéité. — Hadamard (J.) [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922),51-58].

Sur les feuillets magnétiques. — Liénard (A.) [*R. G. E.*, 12 (1922), 470]. — Lors de la discussion devant la Société française de Physique et la Société française des Electriciens de la question : « Doit-on donner des noms différents à l'unité de champ magnétique et à l'unité d'induction magnétique? », la « Revue générale de l'Electricité » a publié [11 (1922), 382-384 ; 424-426], une note de M. A. Liénard concernant, l'une, les feuillets magnétiques, l'autre, les aimants de volume fini et les courants non linéaires. La première de ces notes a donné lieu à quelques observations de M. Brylinski [*R. G. E.*, 11 (1922), 490-492]. La note qui nous occupe est une réponse à ces observations.

Sur les feuillets magnétiques. — Brylinski (E.) [*R. G. E.*, 11 (1922), 490-491]. — Dans cette note, l'auteur, en réponse à un article de M. Liénard [*R. G. E.*, 11 (1922), 382-384], démontre qu'il serait peu prudent d'édifier une théorie du

magnétisme à partir du feuillet magnétique, fiction mathématique sans réalité physique.

Le champ magnétique et l'induction magnétique sont-ils de même nature? — Brylinski (E.) [*R. G. E.*, **12** (1922), 539-541]. — Dans cette note, présentée au récent Congrès de Montpellier de l'Association française pour l'Avancement des Sciences, M. E. Brylinski expose, sous une forme simple et élémentaire, les raisons pour lesquelles le champ magnétique et l'induction magnétique doivent nécessairement être considérés comme des grandeurs essentiellement différentes.

Le choix arbitraire des unités ne modifie pas la nature physique de la grandeur qu'elles servent à mesurer. Les grandeurs sont ce qu'elles sont; il n'y a pas à faire d'hypothèse sur leur nature, à supposer par exemple que la perméabilité magnétique ou le pouvoir inducteur diélectrique est un pur nombre : une pareille hypothèse est à la fois inutile et fâcheuse. Le champ magnétique se définit par une intégrale de ligne, l'induction par une intégrale de surface. Les transformations de coordonnées ne modifient pas de la même façon leurs composantes. Le produit $\mathcal{B}\mathcal{H}$ est une densité d'énergie, ce qui permet de retrouver en magnétisme les deux grandeurs essentiellement distinctes qui, dans toutes les branches de la physique, interviennent dans l'expression de l'énergie. Si Maxwell a défini l'induction comme étant un champ, c'est à un stade non définitif de sa théorie qu'il l'a fait. — M. Courtines.

Le champ magnétique et l'induction magnétique sont-ils de même nature? — Lebert (F.) [*R. G. E.*, **12** (1922), 542-543]. — Cette note, présentée au Congrès de Montpellier de l'Association française pour l'Avancement des Sciences, répond négativement à la question posée en se basant sur des considérations exposées plus en détail dans un opuscule que l'auteur a récemment publié.

Dans l'étude des phénomènes physiques, on considère des quantités susceptibles de tension; le produit de la tension par la quantité est une énergie. Si on admet, avec Einstein, qu'à chaque masse m correspond une longueur r telle que $\frac{m}{r}$ soit un invariant, en posant $K = \frac{mc^2}{rV^2}$, $\mu = \frac{rV^2}{mc^4}$, on a $K\mu c^2 = 1$ (V désigne une tension de la quantité à considérer); la relation est analogue à celle de Hertz-Maxwell, et cela ne présume rien sur la nature de K et μ. La quantité μH^2, de dimensions $ML^{-1}T^{-2}$, est une densité d'énergie; pour que μ fût un nombre, il faudrait que Q^2 eût pour dimensions ML; nous en attendons la preuve. Les dimensions de H et B sont $\mu^{-\frac{1}{2}} M^{-\frac{1}{2}} L^{-\frac{1}{2}} T^{-1}$ et $\mu^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} L^{-\frac{1}{2}} T^{-1}$; ces grandeurs sont donc de nature différente. — M. Courtines.

Le champ à l'intérieur des aimants est-il unique ou multiple? — Liénard (A.) [*R. G. E.*, **12** (1922), 544-548]. — Mémoire présenté au Congrès de Montpellier, de l'Association française pour l'Avancement des Sciences.

$\mathcal{B}$ et $\mathcal{H}$ sont ordinairement définis par les actions que subit un point magnétique à l'intérieur d'une cavité plate ou allongée. Il n'y a pas de raison, pour définir $\mathcal{H}$, de choisir une cavité allongée plutôt qu'une autre, et cela pour plusieurs raisons.

1. Lorsqu'on creuse la cavité, les masses ne font qu'*apparaître* sur les parois : elles préexistaient. — 2. Lorsqu'on définit $\mathcal{H}$ au moyen des nappes de courant, on arrive aux conclusions contraires : c'est une cavité plate qui permettrait de mesurer

$\mathcal{H}$. — 3. De façon générale, on dispose, pour définir $\mathcal{H}$, de deux systèmes d'équations :

$$\text{(I)} \begin{cases} \mathcal{H} = -\text{grad}\ \mathcal{V} \\ \mathcal{V} = \displaystyle\int \frac{(\mathcal{J}, r)}{r^3}\, d\tau \end{cases} \qquad \text{(II)} \begin{cases} \mathcal{H} = \text{rot}\ \mathcal{A} \\ \mathcal{A} = \displaystyle\int \frac{(\mathcal{J}, r)}{r}\, d\tau. \end{cases}$$

Ces deux systèmes, à l'extérieur d'un aimant, sont équivalents. A son intérieur, ils donnent des valeurs $\mathcal{H}_1$ et $\mathcal{H}_2$ qui diffèrent de $4\pi\mathcal{J}$. L'indétermination du champ magnétique à l'intérieur d'un aimant est donc une propriété foncière tenant à la nature même des choses. — 4. Cette indétermination provient de la structure particulaire des aimants. — M. Courtines.

Sur le champ et l'induction magnétiques et les unités électriques. — **Roy** (**L.**) [*R. G. E.*, **12** (1922), 548-550]. — Dans cette note, présentée au Congrès de Montpellier de l'Association française pour l'Avancement des Sciences, l'auteur, s'appuyant sur les théories de P. Duhem, insiste sur l'identité du champ et de l'induction magnétique.

La relation $\mathcal{B} = \mathcal{H} + 4\pi\varepsilon'\mathcal{J}$ montre que $\mathcal{B}$ et $\mathcal{H}$ sont des grandeurs additives, donc de même nature. D'où provient alors la relation $K_0\, \mu_0\, v^2 = 1$? Elle est incorrecte ; on oublie deux constantes essentielles : la constante fondamentale des actions électrostatiques ε, et la constante fondamentale des actions électrodynamiques $\frac{\mathcal{A}^2}{2}$. De sorte qu'il conviendrait d'écrire $\dfrac{\varepsilon}{\frac{\mathcal{A}^2}{2} K_0\, \mu_0} = v^2$. — M. Courtines.

Les trois constantes fondamentales de l'électricité et du magnétisme. — **Roy** (**L.**) [*R. G. E.*, **12** (1922), 1007-1008]. — L'auteur expose la signification des trois constantes fondamentales de l'électricité et du magnétisme ; il établit ensuite comment on peut mesurer le rapport $\dfrac{\varepsilon}{\frac{\mathcal{A}^2}{2} K_0\, \mu_0} = v^2$, où ε est la constante des actions électrostatiques ; $\frac{\mathcal{A}^2}{2}$, celle des actions électrodynamiques ; K_0 et μ_0 étant les pouvoirs inducteurs spécifiques et la perméabilité du vide ; v, la vitesse de la lumière dans le vide. — Ed. Salles.

Sur les trois constantes fondamentales de l'électricité et du magnétisme. — **Liénard** (**A.**) [*R. G. E.*, **13** (1923), 126-127]. — Cette note se rapporte à un article de M. Louis Roy, publié sous le même titre [*R. G. E.*, **12**, (1922), 1007-1008].

Sur les trois constantes fondamentales de l'électricité et du magnétisme. — [*R. G. E.*, **13** (1923), 173-174]. — Note de M. Génillon et de M. Brylinski, au sujet de l'article de M. Roy [*R. G. E.*, **12** (1922), 548-550 ; 1007-1008].

Sur les trois constantes fondamentales de l'électricité et du magnétisme. — **Roy** (**L.**), **Brylinski** (**E.**) et **Liénard** (**A.**) [*R. G. E.*, **13** (1923), 731-734]. Polémique entre les trois auteurs. — Ed. Salles.

Contribution à l'étude des écrans et des images magnétiques. — Helles (F.) [*R. G. E.*, **14** (1923), 46-48]. — Analyse très détaillée d'un article de F. Helles paru dans *Elecktrotechnik u. Maschinenbau* [**40** (1922), 477-479].

L'auteur démontre expérimentalement :

1° Que lorsqu'un conducteur électrique traverse une plaque de fer d'un mètre carré environ, de 1 cm d'épaisseur, le champ magnétique d'un côté de la plaque n'est pas altéré par les changements de direction qu'on peut faire subir, par pliage par exemple, à la portion du circuit située de l'autre côté de la plaque, qui constitue par conséquent un écran suffisant.

2° La présence d'une grosse masse de fer près d'une bobine altère le champ dans l'espace. Si le bloc était indéfini dans une direction (épaisseur infinie), terminé près de la bobine par une surface plane également indéfinie, et si le métal était à la fois infiniment perméable magnétiquement et non conducteur, le champ en tout point hors du métal s'obtiendrait en supposant une deuxième bobine, image de la vraie par rapport au plan de séparation et en composant en tout point leurs effets.

L'auteur vérifie que ce phénomène existe pratiquement, mais que lorqu'un courant alternatif, traverse la bobine, les courants de Foucault diminuent l'effet de cette image. Il indique quelques résultats d'expérience, qui peuvent être utilisés dans le calcul des alternateurs pour évaluer les inductances de fuite dues aux conducteurs passant près des carcasses de fer, ainsi que celles des bobines par suite de la présence du bâti de la machine. — R. Dubois.

La lévitation d'un aimant. — Glew (F.-H.) [*Nat.*, **111** (1923), 669]. — Description d'une expérience de répulsion de deux aimants.

L. Brüninghaus.

Sur la pression dans les fluides aimantés ou polarisés. — Gouy (G.) [*C. R.*, **174** (1922), 264]. — Si on considère, dans le vide, un certain volume d'un fluide placé dans un champ magnétique, la pression normale P qu'exerce le fluide sur sa surface est donnée, en fonction de l'intensité d'aimantation I, de l'angle θ que fait cette intensité d'aimantation avec la normale et de la perméabilité μ supposée constante, par la formule suivante, établie par M. Liénard (1894) :

$$P = 2\pi I^2 \left[\frac{1}{\mu - 1} + \cos^2 \theta\right] + C^{te}.$$

Pour un diélectrique, la même formule s'applique, I étant la polarisation, et le pouvoir inducteur spécifique K remplaçant la perméabilité μ.

M. Gouy donne une démonstration simple de cette formule, basée sur l'application du principe de Carnot. La formule établie, on en déduit facilement l'accroissement de pression qui se produit, pour un gaz, dans une région où le champ n'est pas uniforme, ainsi que l'expression des forces apparentes qui agissent sur des conducteurs électrisés placés dans un diélectrique autre que le vide.

A. Blanc.

Rotation d'un pôle magnétique à travers un circuit fermé. — Stefanini (A.) [*Nuov. Cim.*, **24** (1922), 29-34]. — Expériences montrant que l'induction, dans ce cas comme dans le cas ordinaire, provient bien d'une variation effective du flux traversant le circuit. — R. Chevallier.

Sur l'induction unipolaire. — Stefanini (A.) [*Nuov. Cim.*, **24** (1922), 35-38]. — Quelques expériences nouvelles à l'appui de l'explication antérieure de l'induction unipolaire. — R. Chevallier.

Quelques effets du champ magnétique sur les liquides. — **Pierucci (M.)** [*Nuov. Cim.*, **24** (1922), 45-63]. — L'étude de l'influence du champ magnétique sur les propriétés thermiques des corps a été limitée aux solides, par exemple la variation instantanée de température d'une substance ferro ou fortement diamagnétique quand le champ où elle est plongée varie brusquement (effet Weiss), ou bien la variation de la conductibilité thermique des mêmes substances avec le champ (effet Righi-Leduc). L'auteur se propose de chercher si, dans les mêmes conditions, les propriétés thermiques des liquides ne sont pas influencées. Il se limite d'ailleurs, dans cette note, à la conductilibité et même au transport de chaleur par *convection*, celui par conduction étant très petit par rapport à l'autre. Il donne plusieurs courbes de refroidissement pour diverses substances, à partir d'une même température, avec et sans champ magnétique. Ces courbes montrent qualitativement une influence du champ sur la vitesse de refroidissement, donc sur la convection. Mais le phénomène est extrêmement complexe: le champ intense n'est pas uniforme, le transport est à la fois mécanique et thermique, la viscosité entre en jeu, l'interprétation quantitative semble bien difficile. — R. Chevallier.

Champ électrique produit par un ellipsoïde magnétique tournant autour d'un axe parallèle à l'aimantation. — **Rognley (O.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 606-614]. — Le calcul de l'auteur conduit au résultat suivant. Un cylindre de fer de 4 cm de rayon est entouré d'un tube métallique concentrique de 4,5 cm de rayon. On l'aimante avec un solénoïde extérieur au tube. Si l'on fait tourner le cylindre de fer à raison de 100 tours par seconde, et si l'on met le tube métallique en relation avec un électromètre, on doit trouver, en renversant le courant magnétisant, une variation de 0,88 volt pour le potentiel du tube si l'induction du fer tournant atteint 18 000 gauss. — J. Cabannes.

Sur les polarisations électriques ou magnétiques que peuvent provoquer des champs magnétiques ou électriques par voie réversible et irréversible. - **Perrier (A.)** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **4** (1922), 369-373]. — L'auteur expose les lignes théoriques devant servir de base, dans l'état actuel des connaissances et des moyens techniques, pour rechercher la réalisation : *a*) d'une polarisation électrique par l'action d'un champ magnétique ; *b*) d'une polarisation magnétique par l'action d'un champ électrique. — Mg. J. Rivière.

Moment d'électrons négatifs. — **Kennard (E.-M.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 420]. — Ce travail a pour base l'hypothèse que le ferromagnétisme serait attribuable, non à une circulation d'électrons, mais à une rotation d'électrons sur eux-mêmes. — L. Brüninghaus.

Magnétisation par rotation ; remarque sur la réponse de K.F. Herzfeld. — **Gans (R.)** [*Ann. der. Phys* **66** (1921), 155-156]. — M. Courtines.

Perfectionnement des expériences sur le magnétisme de rotation. — **Barnett (S.-J) et Barnett (L.-J.-H.)** — [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 90-91].

D. Chalonge.

Une expérience sur l'action gyroscopique moléculaire. — **Fischer (J.-W.)** [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 177-180]. — L'auteur analyse les conséquences de l'application d'un champ magnétique tournant à un échantillon de substance magnétique. Il montre qu'il doit en résulter une aimantation dans une direction transverse au plan du champ tournant, dont le sens est lié à la direction

de la rotation du champ par la règle du tire-bouchon ; l'intensité d'aimantation ainsi obtenue doit être proportionnelle à la vitesse angulaire du champ et à la susceptibilité de la substance. — L. Brüninghaus.

Théorie du magnétisme. — **Oxley** (A.-E.) [*Nat.*, 111 (1923), 54-56]. — Dans cet article, l'auteur passe en revue les diverses théories qui se sont succédées depuis Poisson (1820) pour expliquer les phénomènes magnétiques. Il donne une idée claire, quoique succincte, des théories de Langevin et de Weiss. Des recherches personnelles de l'auteur résulte l'existence probable d'un champ moléculaire analogue à celui de Weiss dans tout milieu cristallisé. Ce champ expliquerait la chaleur latente de fusion, la double réfraction magnétique, le changement de volume par cristallisation, la rigidité cristalline. De l'ensemble des travaux sur le magnétisme se dégage une tendance nette à considérer que la particule magnétique ultime n'est ni la molécule, ni l'atome, mais l'électron lui-même ; en d'autres termes, l'électron ne serait pas simplement électrostatique, mais aussi un doublet magnétique, ou, si l'on veut, un magnéton. Ceci résulterait de ce que l'électron est un système non pas immobile, mais doué de mouvements gyroscopiques.

L. Brüninghaus.

Note sur le paramagnétisme des solides. — **Ehrenfest** (P.) [*Phys. Labor. Leiden, Suppl.* 44, (1921), 55-60]. — L'auteur retrouve la loi de Curie-Langevin en partant de l'hythèse suivante : les atomes ou les molécules d'une substance solide paramagnétique contiennent des électrons, circulant suivant des orbites définies pratiquement fixes (orbites de repos) de nombre de quanta le plus bas; dans ces conditions, en l'absence de champ magnétique extérieur, il n'y a pas de différence perceptible dans l'énergie des deux directions opposées de circulation (droite et gauche). Il suppose également qu'avec un champ magnétique H, à la température T, la distribution statistique, entre les deux circulations correspondant à H et à T, s'établira automatiquement. — Ed. Salles.

Problèmes de la théorie électronique du magnétisme. — **Van Leeuwen** (H.-J.) [*Journ. de Phys.*, 2 (1921), 361-367].

Une confirmation expérimentale des théories cinétique et moléculaire du magnétisme. — **Ashworth** (J.-R. [*Nat.*, 110 (1922), 10-11]. — L'auteur montre qu'au dessous de la température critique des corps ferro-magnétiques, on a encore kT = constante, k était la susceptibilité magnétique de la substance et T, sa température absolue, mais que la constante a une valeur très différente de celle qui correspond à la loi de Curie, valable lorsque le corps est pris au-dessus de la température critique. Il trouve, toutefois, une relation remarquable entre les constantes relatives aux deux états : leur rapport est égal à l'énergie cinétique par gramme et par degré correspondant à deux degrés de liberté. Ce résultat montre que le changement de l'état ferro à l'état paramagnétique s'explique quantitativement comme étant dû à l'acquisition d'énergie cinétique par degré qui correspond aux deux degrés de liberté de rotation dont dépend la susceptibilité magnétique.

Ce fait concorde d'ailleurs avec les changements corrélatifs de chaleur spécifique et constitue une vérification des vues d'Ewing sur la théorie moléculaire du magnétisme. — L. Brüninghaus.

L'origine du magnétisme. — **Rankine** (A.-O.) [*Nat.*, 110 (1922), 616-617]. — Compte rendu d'une séance de la section A de la *British Association* sur l'origine du magnétisme, au cours de laquelle M. Weiss a fait un exposé de ses idées et celles de M. Langevin sur la question. — L. Brüninghaus.

Mise en évidence expérimentale du moment magnétique de l'atome d'argent. — **Gerlach (W.) et Stern (O.)** [*Zeits. f. Phys.*, 8 (1921), 110-111]. — Un jet de vapeur d'argent s'échappant par une petite ouverture d'un four électrique, traverse un champ magnétique non uniforme et vient se condenser sur une plaque de verre. Il y a déplacement de la tache produite sur le verre si le champ magnétique est supprimé, ce qui établit l'existence d'un moment magnétique de l'atome d'argent. Les dispositifs vont être améliorés et exposés plus en détail. — L. De Broglie.

La preuve expérimentale de la quantification en direction dans le champ magnétique. — **Gerlach (W.) et Stern (O)** [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 349-352]. — D'après la théorie des quanta, les atomes d'un gaz paramagnétique ne peuvent prendre, dans un champ magnétique, qu'un petit nombre de directions privilégiées telles que les angles des axes magnétiques avec le champ aient des valeurs parfaitement définies. Dans le cas où le moment magnétique est dû à des trajectoires d'électrons *à un quantum* cet angle ne peut être que 0° ou 180°. On a des raisons de croire que c'est bien le cas pour les métaux de la première famille de Mendeléeff.

Les auteurs ont fait porter la vérification expérimentale de ce très important résultat théorique sur l'atome d'argent ; une étude préliminaire leur avait montré que cet atome possède effectivement un moment magnétique.

Par volatilisation du métal placé dans un four électrique on obtient un courant d'atomes d'argent. Des écrans successifs, percés de fines ouvertures, isolent dans ce courant un pinceau rectiligne étroit (gaz à une dimension de Dunoyer). Après un parcours de plusieurs centimètres *dans le vide* le pinceau rencontre une plaque de verre, et y forme, par dépôt d'argent, une tache rectiligne très mince.

Au voisinage immédiat du pinceau se trouve la pièce polaire d'un électro-aimant, taillée en forme de coin. L'arête du coin est parallèle au pinceau, qui la longe sur 3, 5 cm. Lorsque l'électro-aimant est excité, les atomes d'argent circulent dans un champ non uniforme, le gradient du champ et le champ étant parallèles entre eux et normaux au pinceau. Les atomes dont l'axe est dans le sens du champ sont attirés ; les autres repoussés. Le faisceau se divise en deux pinceaux distincts. L'expérience, qui exige des poses de 8 heures, montre que la traversée du champ non uniforme supprime entièrement la tache centrale : on observe à sa place deux taches déviées placées symétriquement par rapport à la première.

La quantitification en direction, qui à première vue semblait si peu vraisemblable, paraît bien être démontrée expérimentalement dans le cas du champ magnétique. — G. Foëx.

Le moment magnétique de l'atome d'argent. — **Gerlach (W.) et Stern (O.)** [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 353-355]. — Le dispositif décrit ci-dessus permet de mesurer avec une approximation d'environ 10 p. 100 le moment magnétique de l'atome d'argent. Le nombre trouvé coïncide, dans ces limites, avec le magnéton théorique de Bohr (environ 5 fois le magnéton de Weiss). — G. Foëx.

Orientation des molécules dans un champ magnétique. — **Holmes (M.)** [*Nat.*, 110 (1922), 635]. — L'auteur s'est proposé de décider si les molécules d'une substance s'orientent lorsque la substance est placée dans un champ magnétique. La méthode adoptée était analogue à celle de Laue pour l'étude de la diffraction des rayons X. On dirige un pinceau de rayons X parallèles à travers une petite cuve contenant de l'iodure de baryum placé entre les pôles d'un gros électro-aimant ; le pinceau rencontre ensuite une plaque photographique. On trouve que

le disque noir qui apparaît sur la plaque photographique après développement présente un plus grand diamètre lorsque l'électro-aimant est excité que lorsqu'il ne l'est pas. L'accroissement est de plus de 10 p. 100. L'auteur conclut à une orientation des molécules par le champ magnétique. — L. Brüninghaus.

Perméabilité magnétique d'un milieu magnétique artificiel. — **Goldhammer (A.)** [*Phys. Zeits.*, 23 (1922), 247-251]. — Le barreau étudié est formé de 159 billes d'acier de 6 mm de diamètre également réparties dans un tube de verre de 2 cm de largeur et de 25 cm de longueur, où elles sont maintenues par des rondelles d'ébonite. On a mesuré au galvanomètre balistique le flux d'induction qui le traverse lorsqu'il est placé dans le champ d'un solénoïde. Pour des champs allant de 17 à 340 gauss, la perméabilité mesurée est égale à 2,40. En calculant cette perméabilité par la formule de Poisson, à partir du rapport $q = 0{,}3291$ du volume des billes au volume total, et de la perméabilité $\mu_0 = 70$ de l'acier, on trouve $\mu = 2{,}38$. — G. Bruhat.

Au sujet de la note de M. A. Goldhammer concernant la perméabilité des milieux magnétiques artificiels. — **Maurer (H.)** [*Phys. Zeits.*, 24 (1923), 217]. — On ne peut attribuer une grande valeur aux expériences faites par Goldhammer en vue de confirmer la formule donnée par Poisson pour le calcul de la perméabilité d'un milieu. En effet, il entre dans cette formule la valeur H_i du champ intérieur, qui ne peut être bien déterminée et, d'autre part, Goldhammer n'a pas précisé suffisamment le genre d'acier qu'il a employé. — M. Hanot.

Réponse à la remarque de M. H. Maurer sur ma note « Perméabilité magnétique d'un milieu magnétique artificiel ». — **Goldhammer (A.)**. [*Phys. Zeits.*, 24 (1923), 111-112]. — Justification des calculs du précédent mémoire. — G. Bruhat.

La valence magnétique et les hypothèses sur le rayonnement — **Peirce (F.-T.)** [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 317-323]. — L'auteur suppose la liaison de valence due à l'attraction entre deux aimants élémentaires formés d'électrons parcourant de petites orbites, ou bien d'électrons en anneaux ou en tourbillons. Il examine les conséquences de cette hypothèse au point de vue du rayonnement, et à celui des réactions chimiques. — L. Brüninghaus.

L'analogue thermique de l'effet galvanomagnétique axial. — **Sellerio (A.)** [*C. R.*, 173 (1921), 974]. — Il existe un phénomène thermomagnétique analogue au phénomène galvanomagnétique, parallèle aux lignes de force du champ magnétique. Une plaque rectangulaire de bismuth est traversée par un flux de chaleur suivant sa longueur AB ; aux milieux C et D des côtés longs sont soudés deux fils reliés à un galvanomètre. Celui-ci ne dévie pas, si tout est bien symétrique ; mais il dévie quand on établit un champ magnétique parallèle à CD. Si la plaque tourne autour de son axe parallèle à sa longueur, la déviation varie et s'annule pour une certaine rotation de la plaque. — A. Blanc.

Analogies et différences entre l'effet galvanomagnétique total et son corrélatif thermomagnétique. — **Sellerio (A.)** [*C. R.*, 173 (1921), 1 352]. — Quand on envoie *simultanément* dans la plaque un flux de chaleur et un courant électrique, il est possible de les régler de manière que les deux effets produits par le champ se compensent pour une certaine orientation de la plaque et un certain champ. Si les deux phénomènes se comportaient de même, la compensation devrait subsister quand on change l'orientation ou quand on renverse le champ.

Il n'en est rien ; les deux phénomèmes ont des allures distinctes et leur parallélisme n'est pas parfait. — A. BLANC.

Le phénomène magnétocalorique. — **Weiss (P.)** [*Journ. de Phys.*, 2 (1921), 161-182].

Le phénomène magnétocalorique et les lois de l'aimantation. — **Weiss (P.) et Forrer (R.)** [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1923), 205-206].

Le paramagnétisme et la structure de l'atome. — **Cabrera (B.)** [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 106-108].

Les composés paramagnétiques anhydres à l'état solide et le magnéton. — **Théodoridès (P.)** [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 1-19].

Etude thermomagnétique de quelques composés paramagnétiques anhydres à l'état solide. — **Théodoridès (P.)** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 5-54 ; 137-163]. — L'auteur s'est proposé de contrôler expérimentalement la loi de Curie généralisée par la considération du champ moléculaire et des actions mutuelles des molécules en étudiant, dans un intervalle de températures étendu, une série de composés paramagnétiques à l'état solide et non en dissolution. On s'affranchit ainsi des incertitudes dues à l'ionisation, à l'hydrolyse et à l'influence éventuelle de la concentration de la solution sur le nombre des magnétons. On élimine en même temps la barrière dressée par le point d'ébullition du dissolvant.

La méthode de mesure employée est celle de Faraday et consiste à mesurer l'action pondéromotrice exercée par un champ magnétique non uniforme sur le corps soumis à l'expérience. Les différentes parties de l'appareil sont étudiées de manière à accroître la précision des mesures et la détermination exacte de la température.

Pour éviter toute cause d'incertitude pouvant provenir du rôle de l'eau d'hydratation, l'étude a été limitée à des sels anhydres étudiés en ampoules scellées pour éliminer l'influence de l'humidité (sulfate ferreux, sulfate cobalteux, sulfate manganeux, chlorures de manganèse, de cobalt, de nickel, protoxyde de manganèse, sesquioxyde de chrome).

Pour éviter les effets magnéto-cristallins tendant à masquer, aux basses températures, la vraie loi de variation thermique du coefficient d'aimantation, les divers sels ont été seulement étudiés à partir d'une température voisine du zéro de l'échelle ordinaire ; ils ont été choisis, en outre, de manière à ne se décomposer qu'à plusieurs centaines de degrés au-dessus de la température ambiante, permettant de disposer ainsi d'un intervalle thermique assez étendu, et présenter une composition chimique bien connue.

Ces études ont conduit aux conclusions suivantes :

1. Valeurs des coefficients d'aimantation spécifique des ions.

Fe^{+++} Co^{++} Mn^{++} Ni^{++} à 25° C.	$\chi \cdot 10^6$
$(SO^4)^3 Fe^2$	56,21
SO^4Co	62,25
SO^4Mn	88,72
MnO	67,46
Cl^2Mn	110,96
Cl^2Co	96,29
Cl^2Ni	45,57

2. Dans des intervalles de plusieurs centaines de degrés la variation thermique du coefficient d'aimantation des sels ci-dessus est réversible et suit la loi de Curie généralisée.

3. Les 3 sulfates présentent respectivement pour des températures de 260, 275 et 275° C une discontinuité réversible de la variation thermique de leur susceptibilité.

4. Le graphique $\left(\frac{1}{\chi}, t\right)$ présente pour Cr^2O^3 un minimum à 60°C. Il devient rectiligne à 150°, mais la droite se brise à 310°C. Le coude et le minimum sont réversibles. Cr^2O^3 ne s'aimante pas proportionnellement au champ.

5. Les saturations magnétiques, calculées pour les cations des composés suivant l'équation de Langevin généralisée, sont favorables à l'hypothèse de la structure atomique du magnétisme.

Les saturations magnétiques ont été trouvées égales :

pour	Co^{++}	à	24.99 magnétons gramme,
—	Fe^{+++}	à	28.95
—	Mn^{++}	à	29.04
—	Ni^{++}	à	16.03 (de 0 à 125°C) ou 16,92 (de 150 à 200°C).

Les moments atomiques de Mn, dans MnO, $Mn\,Cl^2$ solide et $Mn\,Cl^2$ en dissolution (Cabrera), forment une progression arithmétique avec différence de 1 magnéton.

26,43 ; 27,43 ; 28,45 ; 29,43.

Le signe de la constante du champ moléculaire dépend seulement de la nature de l'anion.

Les sulfates et oxydes possèdent un champ moléculaire négatif. Leur point de Curie ayant le signe négatif, le passage du paramagnétisme au ferro-magnétisme se produirait en dessous du zéro absolu, cette transformation est donc inconcevable.

Le champ moléculaire des chlorures est positif, le point de Curie se trouvant entre zéro et 70° de l'échelle absolue s'il ne se produit pas d'effets magnéto-cristallins. — R. Fric.

Le calcul du nombre de magnétons d'un atome en solution. — Smith (J.-H.) [*Phil. Mag.*, 45 (1923), 375-378]. — La fréquence de l'élément non compensé est diminuée, en solution alcoolique, exactement dans la mesure où l'est celle des éléments absorbant la lumière. Ni le magnéton de Weiss, ni celui de Bohr, qui est environ 5 fois plus grand, ne cadrent avec les résultats expérimentaux de l'auteur. — L. Brüninghaus.

Sur la susceptibilité de subtances faiblement magnétiques et ses modifications par la tension. — Wilson (E.) [*Proc. Roy. Soc.*, 103 (1923), 185-189]. — Suite d'une étude analogue avec la compression [*Proc. Roy. Soc.*, 101 (1922), 445]. L'étude a porté sur 6 échantillons différents de magnétite, la tension variant de 50 à 130 kg : cm². Les résultats qualitatifs sont analogues, mais les résultats quantitatifs diffèrent beaucoup d'un échantillon à l'autre. Dans un champ magnétique donné, lorsque la tension augmente, la susceptibilité augmente jusqu'à un maximum, puis décroît. Le champ magnétique pour lequel l'augmentation relative de susceptibilité est maximum est inférieur au champ qui correspond à la susceptibilité maximum. — R. Fortrat.

Recherches sur les sulfates paramagnétiques aux basses températures. — **Jackson (J.-C.) et Kamerlingh Onnes (H.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1923), 678-679]. — Cette note donne les premiers résultats d'une étude de la « dilution magnétique » ayant porté sur plusieurs sulfates. A basse température, on observe d'autres types d'écarts à la loi du Curie que ceux signalés antérieurement.

L. BRÜNINGHAUS.

Recherches sur le paramagnétisme des cristaux aux basses températures. — **Jackson (L.-C.) et Kamerlingh Onnes (H.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **102** (1923), 680-681]. — Etude des susceptibilités principales de deux cristaux, le sulfate de cobalt et d'ammonium et l'heptahydrate du sulfate de nickel, en fonction de la température, jusqu'au point de fusion de l'hydrogène. Il en résulte, entre autres, la possibilité de déterminer par cette méthode la structure des cristaux paramagnétiques, au moins en ce qui concerne la position des atomes paramagnétiques.

L. BRÜNINGHAUS.

Une nouvelle méthode pour la détermination de la susceptibilité magnétique des gaz. — **Kunz (J.) et Fritts (E.-C.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 425]. — L'auteur utilise une hétérodyne pour l'obtention des oscillations électriques et la valve thermionique pour la mesure de la susceptibilité magnétique des gaz. Dans ce cas, la self-induction d'une bobine d'abord plongée dans le vide se modifie par l'introduction du gaz dont on veut mesurer la susceptibilité.

L. BRÜNINGHAUS.

Déterminations récentes des susceptibilités de l'oxygène et du bioxyde d'azote et le magnéton. — **Fritts (E.-C.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 247]. — L'auteur compare les résultats de déterminations expérimentales récentes et ceux du calcul (équation de Pauli). — D. CHALONGE.

La susceptibilité magnétique de six oxydes de l'azote. — **Také Soné** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **11** (1922), 139-159]. — Recherche des relations entre les propriétés magnétiques et la constitution chimique. Les résultats sont réunis dans le tableau ci-dessous, dans lequel χ_m désigne le produit de la susceptibilité massique à 20° C. par la masse moléculaire.

	PARAMAGNÉTIQUES			DIAMAGNÉTIQUES				
Substance......	O^2	NO	NO^2	N^2	N^2O	N^2O^3	N^2O^4	N^2O^5
Etat physique...	gaz	gaz	gaz	gaz	gaz et liq.	liquide	liquide	solide
$\chi_m \cdot 10^6$.........	3 331	1 464	207	—7,6	—18,9	—16,0	—25,8	—35,5
Différence......				— 11,3		+2,9	—9,8	—9,8

N^2O à le même coefficient d'aimantation à l'état gazeux et à l'état liquide.

Par suite de la dissociation, le coefficient d'aimantation de N^2O^4 croît fortement entre — 16° C ($\chi_m = -25{,}8 . 10^{-6}$) et + 110° C ($\chi_m > +55 . 10^{-6}$). Les mesures magnétiques donnent à chaque température le pourcentage de substance dissociée.

Les deux oxydes *paramagnétiques* sont des composés non saturés dans lesquels l'azote paraît avoir une valence libre. Entre les susceptibilités massiques des trois derniers composés existe la même différence — 9,8 qui paraît représenter l'apport d'un atome d'oxygène doublement lié. — G. FOËX.

La susceptibilité magnétique de l'oxygène, de l'hydrogène et de l'hélium. — **Wills (A.-P.) et Hector (G.)** [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 475-476]. — Le principe de la méthode consiste à établir la balance magnétique du gaz par rapport à des solutions aqueuses de chlorure de nickel. En variant la concentration de la solution, on pouvait obtenir une susceptibilité approximativement égale à celle du gaz; puis, en faisant varier la pression du gaz, ou sa température, ou celle de la solution, on pouvait réaliser l'égalité des susceptibilités. Une balance manométrique de grande sensibilité permettait à l'observateur de juger de cette égalité. Des observations à différentes températures et pressions fournissaient les données à partir desquelles la susceptibilité du gaz pouvait être calculée, la concentration de la solution étant connue. On a obtenu les valeurs suivantes pour la susceptibilité en volume pour une pression de une atmosphère et une température de 20° C : oxygène, $14{,}470.10^{-8}$; hydrogène, $-1{,}70.10^{-10}$; hélium, $-0{,}80.10^{-10}$.

L. Brüninghaus.

Déviations de l'oxygène liquide par rapport à la loi de Curie. — **Keesom (W.-H.)** [*Proc. Amst.*, 23 (1922), 1127-1136]. — L'oxygène gageux suit la loi de Curie $\chi T = C^{te}$; l'oxygène liquide s'en écarte; on a $\chi (T + 71) = C^{te}$. Diverses hypothèses ont été proposées pour expliquer cette différence. Récemment, Kamerlingh Onnes avait supposé que le terme additif 71 provenait de ce que, en faisant la moyenne statistique des couples directeurs exercés par les molécules d'oxygène les unes sur les autres, on commettait une erreur. L'auteur soumet la question au calcul; il assimile la molécule à un quadruplet et traite successivement les 2 cas où l'axe magnétique est parallèle, puis perpendiculaire à l'axe électrique. On trouve des termes correctifs pour la loi de Curie; ils n'ont, ni le signe, ni l'ordre de grandeur voulu.

E. Darmois.

Sur le moment atomique de l'oxygène. — **Weiss (P.)** [*Journ. de Phys.*, 4 (1923), 153-157].

La variation thermique de la constante diamagnétique de l'eau. — **Cabrera (B.)** [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1923), 243-244].

Le magnétisme des terres cuites et ses applications. — **Chevallier (R.)** [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1923), 204].

Observations au sujet de la communication de M. Chevallier « Sur le magnétisme des terres cuites ». — **Mercanton (P.-L.)** [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1923), 250-251].

La variation de l'aimantation spontanée en fonction de la température : appareil de démonstration pour salle de cours. — **Forrer (R.)** [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1923), 187].

Remarque sur l'aimantation des alliages nickel-cuivre. — **Safranek (J.)** [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1923), 187].

Du magnétisme du nickel. — **Pécheux (H.)** [*R. G. E.*, 14 (1923), 435-438]. — L'auteur s'est proposé l'étude de l'influence de la présence des métaux étrangers et du recuit sur les caractéristiques magnétiques du nickel commercial; il a étudié également les effets de la trempe et du recuit sur la perméabilité du nickel.

La méthode de mesure employée était celle du perméamètre de torsion de J. Carpentier, pourvu d'un indicateur de champ magnétisant. Un appareil inverseur de courant était disposé sur le circuit des bobines magnétisantes, permettant de

changer le sens du courant à volonté. L'auteur a pris soin d'opérer dans les deux sens de l'aimantation avec la même vitesse, pour assurer la symétrie des mesures. Trois barreaux cylindriques obtenus par coulée ont été essayés, d'abord vierges d'aimantation, puis à l'état trempé et à l'état recuit. Les résultats sont figurés par des courbes, d'où résulte que le nickel le plus riche en fer est sensiblement plus perméable pour des champs un peu puissants ; la trempe n'a pas d'action très sensible sur les nickels étudiés. Au contraire, le recuit améliore la perméabilité d'une façon très satisfaisante, il diminue aussi les défauts d'homogénéité des trois barreaux, qui dès lors donnent des résultats presque identiques. J.-A. Ewing, en 1894, a obtenu des nombres assez différents, mais il opérait sur des fils et non sur des barreaux. La perte par hystérésis est calculée au moyen de la formule

$$W = \frac{1}{4\pi}\int \mathcal{H}\, d\mathcal{B}$$

(W s'exprime en ergs par centimètre cube de métal), l'auteur trouve la formule empirique

$$w = a\mathcal{B}_l^x$$

où B_l est l'induction limite obtenue et $x = 1{,}503$. On trouve $a = 0{,}068$ (métaux vierges) ; $a = 0{,}073$ (métaux trempés); $a = 0{,}055$ (métaux recuits).

La précision des mesures est discutée.

Y. Rocard.

Modèle d'aimant d'Ewing. — Marke (A.-W.) [*Fys. Tids.*, 20 (1922), 25-29]. — Description d'un modèle d'aimant d'Ewing constitué par quatre aiguilles aimantées, construit à l'Ecole Polytechnique de Copenhague. L'ensemble des aiguilles aimantées se comporte comme un aimant sous l'action d'un champ magnétique extérieur, en accord avec la théorie de l'hystérésis d'Ewing.

H. Tscherning.

Nouvelle représentation d'Ewing de l'induction ferromagnétique. — Honda (K.) **et Okubo** (J.) [*Sc. Rep. Tohoku Imp Univ.*, 12 (1923), 27-32]. — Il résulte de travaux antérieurs des auteurs que le nouveau modèle d'Ewing (1922) d'atome ferromagnétique représente moins bien la réalité que l'ancien type, plus simple. Celui-là explique qualitativement et quantitativement la plupart des phénomènes (hystérésis et effet de la température sur le magnétisme).

P. Henry.

Remarques sur la liaison entre moment atomique et champ moléculaire. (A propos de la thèse de M. L.-C. Jackson, Leyde, 1923). — Foëx (G.) [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1923), 243].

Sur la viscosité magnétique dans les fils de fer très fins et sa relation avec l'aimantation et la température. — Wwedensky (B.) [*Ann. der Phys.*, 66 (1921), 110-129]. — L'auteur a étudié, par la méthode balistique, les variations que subit, au cours du temps, l'aimantation d'une bobine à noyau de fils de fer de forme annulaire ou droite lorsqu'on coupe le courant magnétisant. Le rapport des dimensions longitudinale et transversale des bobines droites variait. Le diamètre du fil de fer utilisé s'échelonnait entre 0,50 et 0,043 mm. L'action des courants de Foucault répond à la théorie bien connue pour les diamètres supérieurs à 0,10 mm. Au-dessous de ce diamètre, cette action est petite ; l'aimantation temporaire disparaît cependant en un temps fini. Elle tombe au dixième de sa valeur initiale en un

temps qui varie entre 0,5 et 4,0.10^{-6} s ; ce temps croît avec l'intensité du champ. L'action d'un champ constant perpendiculaire au champ de la bobine modifie le temps Θ de désaimantation : quand ce champ croît, Θ passe par un maximum. La température, sans effet jusqu'à 600°C, devient bientôt importante : quand cette température croît, Θ passe par un maximum vers 700°C, température peu inférieure au point de Curie. Dans tous les cas, la courbe donnant Θ et la courbe donnant l'intensité *I* de l'aimantation fugitive ont même allure, de sorte que Θ dépend au premier chef de *I*. Les anneaux et les faisceaux droits ne montrent pas de différence essentielle. — M. COURTINES.

Viscosité magnétique. — Lapp (Ch.) [*Journ. de Phys.*, 4 (1923), 349-369].

Viscosité magnétique : cycle instantané, cycle lent. — Lapp (Ch.) [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 169].

Le phénomène de viscosité magnétique. Position de la question. Exposé d'une méthode expérimentale. — Lapp (Ch.) [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 45-46].

Théorie de l'hystérésis cyclique. — Uller (K.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 4 (1923), 31-34]. — L'auteur fait l'hypothèse que, dans un champ alternatif, l'induction électrostatique ou magnétique est liée au champ par une relation de la forme $\mathcal{B} = \mu\,\mathcal{H}$, μ étant un nombre complexe, $\mu' + i\,\mu''$, qui peut d'ailleurs dépendre de la fréquence. Le cycle d'hystérésis est alors une ellipse, et l'énergie dissipée par hystérésis est $\mu''\,\mathcal{H}^2_{max}$ par cycle et par unité de volume.

G. BRUHAT.

Perméabilité incrémentaire. — Spooner (T.) [*Journ. Amer. Inst. El. Eng.*, 42 (1923), 42-47]. — L'auteur appelle ainsi le rapport de l'accroissement $\Delta\mathcal{B}$ de l'induction magnétique à l'accroissement de champ $\Delta\mathcal{H}$ correspondant, à partir d'un point quelconque du cycle d'hystérésis.

Prenant comme base les donnés d'expérience consignées dans deux mémoires antérieurement publiés par lui, T. Spooner a trouvé que la perméabilité incrémentaire pouvait être exprimée par la formule $\mu_\Delta = \mu_{Bm}\,(a + b \times \Delta\mathcal{B})$, dans laquelle μ_{Bm} désigne, pour une boucle d'hystérésis secondaire déterminée, la perméabilité ordinaire correspondant à l'extrémité $\mathcal{B}_m$ la plus éloignée de l'axe des ordonnées, et a et b dont des constantes, qui dépendent de la grandeur $\mathcal{B}_m$. — L'expression proposée fournit des résultats concordant, pratiquement, d'une façon suffisante (de 10 à 20 pour 100 près) avec ceux empiriquement obtenus par Searle, Ball et par l'auteur lui même, pour les divers produits ferro-magnétiques utilisés dans la construction, sauf, cependant, dans les cas suivants : matières caractérisées par un champ coercitif très faible ou très élevé ; pour des valeurs très petites de $\Delta\,\mathcal{B}$, telles, notamment, que celles considérées par Gans dans sa conception de la perméabilité réversible. — L. D.

Contribution à la théorie de la perméabilité réversible. — Würschmidt (J.) [*Zeits. f. Phys.*, 9 (1922), 379-394]. — Quelques données sur un acier à aimants de Krupp au cobalt et au manganèse : $I_r = 780$, $\mathcal{H}_c = 150$.

Une méthode de chute de potentiel magnétique pour l'étude de courts barreaux de fer. — Smith (A.-W.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 424-425]. — Description de la méthode. On l'emploie à la mesure comparée d'un barreau court,

et d'un anneau de fer. Les courbes d'aimantation obtenues sont pratiquement identiques. L'accord est également bon pour de petites valeurs du flux, pour lesquelles d'autres méthodes nécessiteraient de fortes corrections. — L. Brüninghaus.

Annulation de l'action d'un champ magnétique sur le frottement intérieur des métaux ferro-magnétiques. — **Drago (E.)** [*Nuov. Cim.*, **23** (1922), 97-104]. — Un fil de cobalt est suspendu de façon à pouvoir effectuer des oscillation de torsion. Ce fil étant placé dans un champ de 110 gauss en coïncidence avec la direction du champ, on l'écarte de sa position d'équilibre d'une amplitude donnée et l'on note le nombre d'oscillations qu'il effectue avant de revenir au repos. Immédiatement après on fait la même mesure en sustituant au champ constant, un champ alternatif de même intensité efficace. Le nouveau nombre d'oscillations noté est inférieur de δ à l'ancien. L'expérience montre que δ varie de jour en jour suivant une loi du type :

$$\delta = a - b \log t - \frac{l}{t}$$

et s'annule au bout de quelques mois. — R. Chevallier.

Contribution à l'étude de la perméabilité magnétique du fer. — **Kaufmann (W.)** [*Zeits. f. Techn. Phys.*, **3** (1922), 198-199]. — Dans beaucoup d'études des propriétés magnétiques du fer, la « perméabilité réversible » μ_r joue un grand rôle [Gans, *Ann. der Phys.*, **27**, 1]. Les recherches de Fr. Erhardt [*Ann. der. Phys.*, **54**, 41] et de R. Urbschat [*Zeits. f. Phys.*, **7**, 260] montrent que μ_r est indépendant de la fréquence et strictement réversible jusqu'à la fréquence de 10^7 s^{-1} ; les pertes d'énergie proviennent de courants tourbillonnaires et peuvent être presque supprimées par une division convenable du fer. Des recherches de Gans et Loyarte [*Ann. der Phys.*, **64**, 209] montrent que l'influence de la fréquence commence à se faire sentir, ainsi qu'un retard dans le temps des variations d'induction sur celles du champ, et par suite une perte d'énergie dans le fer, pour des oscillations de moins de 0,5 mètre de longueur d'onde ; puis la perméabilité devient pratiquement égale à 1 pour des ondes de quelques centimètres.

Les recherches décrites dans cet article ont pour but de vérifier, au voisinage du commencement de la courbe zéro, plus spécialement celles des mesures de Erhardt qui ne concordent pas avec celles de Gans. A ce propos, Gans avait indiqué [*Ann. der Phys.*, **64**, 621] que probablement Erhardt avait opéré avec des variations de champ trop considérables, ce qui n'influait pas beaucoup sur les résultats pour de grandes valeurs de $\mathcal{B}$, mais les faussait au contraire beaucoup pour $\mathcal{B} = 0$. L'auteur a donc repris ces mesures, à l'aide d'un amplificateur à 3 lampes, ce qui lui a permis d'opérer sur une amplitude de champ plus petite que 0,001 gauss et d'obtenir une précision de 0,5 p. 100 environ. Il donne les spécifications des échantillons de fer doux et d'acier sur lesquels il a opéré, ainsi que les courbes obtenues. — L. Vaslot.

Le champ moléculaire. — **Weiss.** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **3** (1921), 305-000]. — Le champ moléculaire a été imaginé comme une hypothèse simple permettant d'introduire dans le calcul les actions mutuelles entre les aimants élémentaires d'une substance magnétique.

Mais s'il est commode dans beaucoup de cas de représenter le champ moléculaire comme un champ magnétique qui s'ajoute au champ extérieur, cela n'est nullement nécessaire. Il n'est pas indispensable de faire une hypothèse sur la nature des

actions mutuelles, il suffit que l'équation reproduise leur grandeur. Il y a même des raisons sérieuses d'admettre qu'elles ne sont pas magnétiques.

Les champs moléculaires déduits de l'étude des métaux magnétiques sont de plusieurs millions de gauss, alors que le calcul, calqué sur la théorie des diélectriques, donne par la formule de Lorentz un champ mille fois plus faible.

Il est naturel de chercher l'origine des actions mutuelles dans des phénomènes électrostatiques. Le champ électrostatique interne calculé d'après la théorie de la polarisation diélectrique de Debye fournit des couples suffisants pour lutter contre l'agitation thermique et place le point analogue au point de Curie notablement au dessus du zéro absolu.

Il y a cependant avantage à donner du champ moléculaire une définition énergétique qui ne préjuge rien de sa nature. Définissant le champ moléculaire par :

$$\mathcal{H}_m = -\frac{\partial u}{\partial \sigma},$$

l'auteur étudie successivement les problèmes relatifs à l'aimantation des substances ferro-magnétiques, à la discontinuité de la chaleur spécifique vraie au point de Curie, aux phénomènes magnéto-caloriques. — R. Fric.

Sur les discontinuités de l'aimantation. — **Weiss (P.) et Ribaud (G.)** [*Journ. de Phys.*, 3 (1922), 74-80].

Perméabilité magnétique initiale, rémanence apparente et action des chocs. — **Würschmidt (J.)** [*Zeits. f. Phys.*, 12 (1922), 128-164]. — L'auteur, pour compléter des recherches antérieures sur la perméabilité initiale des corps ferromagnétiques, dont l'importance technique et l'intérêt théorique sont grands, a fait des expériences sur la relation entre la perméabilité initiale et la rémanence. Il étudie aussi l'action des chocs et montre qu'elle peut, pour des aciers pas trop doux, provoquer un renversement du magnétisme. Ses études sur divers alliages lui ont appris que les aciers à 29 à 36 p. 100 de nickel ont une haute résistivité et une perméabilité magnétique initiale de deux à quatre fois plus grande que celles des aciers au sicilium à 5 p. 100, la plus élevée connue jusqu'ici : il y a là un fait dont la technique aura peut être à tenir compte. — L. de Broglie.

Champ démagnétisant et paramagnétisme. — **Dejean (P.)** [*C. R.*, 173 (1921), 770]. — La susceptibilité magnétique *apparente* d'un barreau d'acier doux très court ressemble à celle d'un corps paramagnétique : elle est constante quand le champ extérieur croît, jusqu'à ce que ce champ atteigne une valeur d'autant plus grande que le rapport m de la longueur au diamètre est plus petit. L'auteur est ainsi conduit à admettre qu'un corps paramagnétique est formé d'aimants élémentaires à grand champ démagnétisant, assez éloignés les uns des autres pour que leurs actions mutuelles soient faibles. On aurait un corps ferro-magnétique si les aimants élémentaires se rapprochaient assez pour que, par suite de leurs actions mutuelles, le champ démagnétisant élémentaire soit annulé. — A. Blanc.

Propriétés magnétiques du fer pulvérisé et comprimé. — **Speed (B.) et Elmen (G.)** [*Electr.*, 88 (1922), 566-567]. — En comprimant des grains de fer oxydés et isolés les uns des autres au moyen de gomme laque, on a obtenu des subtances tout à fait intéressantes, pour la construction des noyaux des bobines de self-induction employées en téléphonie et des bobines de réactances et des transformateurs utilisés en radio-téléphonie.

Ces appareils doivent satisfaire aux conditions suivantes : 1° La self-inductance et, par suite, la perméabilité, sont constantes quand l'intensité du courant

varie : 2° Il doit en être de même des variations de résistance effective, causée par l'hystérésis, qui se produit quand deux courants de fréquence et d'amplitude différentes se succèdent ; 3° Le noyau doit s'opposer au passage des courants de Foucault.

La poudre de fer est roulée dans un tambour garni de zinc, pendant quelques heures, puis isolée avec une solution de gomme laque et comprimée à la pression de 20 000 kg : cm².

Trois échantillons ont été réalisés, de poids spécifique 7,1 ; 6,4 et 6. Leurs limites d'élasticité correspondent à 961,5, 643,5 et 261,5 kg : cm².

Le tableau suivant donne des ordres de grandeur de perméabilités intéressantes à comparer :

SUBSTANCE	PERMÉABILITÉ Maximum	PERMÉABILITÉ $\mathcal{H} = 0$
Fer électrolytique	7 800	250
Acier fondu recuit	710	131
— trempé	170	58
Fonte recuite	620	175
— non recuite	240	69
Poudre de terre cuite, non isolée, comprimée à 20 000 kg : cm²	540	80
La même, non recuite	156	52
Noyaux de poudre de fer A	156,5	54,8
— — — B	57,2	30,2
— — — C	48	26,3

F. CANAC.

Appareil pour la détermination des propriétés magnétiques des petits barreaux. — Fischer (M.-F.) [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **18** (1922), 513-526]. — Méthode imaginée pour l'étude de petits échantillons. Les barreaux (longueur 10 cm, diamètre 6 mm) sont placés dans un circuit magnétique fermé et comparés, par des mesures au galvanomètre balistique, à des barres beaucoup plus longues dont les propriétés magnétiques ont été déterminées par les méthodes habituelles.

Une barre témoin de propriétés connues, placée en dérivation dans le circuit, donne le champ agissant (0 à 300 gauss). Les erreurs ne dépassent pas 5 p. 100.

G. FOëX.

Influence des pertes magnétiques dans les téléphones. — Carsten (H.) [*El. Techn. Zeits.*, **44** (1923), 257-259]. — La réluctance de l'aimant permanent au passage du flux alternatif, engendré par les courants téléphoniques dans les pièces polaires, est relativement grande par suite des courants de Foucault. Il est possible de la diminuer en établissant une dérivation magnétique à l'endroit où les pièces polaires se raccordent à l'aimant. Pour cela, on peut intercaler un noyau de fer doux laissant un ou deux entrefers réglables. Cette disposition ; augmente ainsi le flux variable dû aux courants téléphoniques, mais il réduit l'induction permanente existant entre les pôles et la membrane, de sorte que la sensibilité n'est pas nécessairement augmentée.

Le calcul montre qu'il ne doit pas y a avoir intérêt à faire cette modification et les expériences de l'auteur confirment cette conclusion.

Cette étude contient une description sommaire d'un dispositif très remarquable permettant de mesurer la sensibilité d'un téléphone dans les conditions mêmes où il est utilisé, et ceci par une méthode de zéro indépendante de l'observateur.

Pour effectuer cette mesure, le téléphone est appliqué contre un support percé d'un trou, formant tube acoustique, fermé par un véritable tympan constitué par une petite bande d'aluminium.

L'ensemble équivaut à l'oreille humaine : le taux d'absorption du conduit est à peu près celui de l'oreille moyenne.

Le tympan est susceptible de vibrer et comme, d'autre part, il est placé dans un champ magnétique constant on peut, en le faisant traverser par un courant, lui appliquer la force donnée par la 2e loi de Laplace : $F = \mu \mathcal{H} i l \sin \alpha \left(\alpha = \frac{\pi}{2}\right)$. Si donc le téléphone est alimenté par un oscillateur de type quelconque, on pourra, en général, en déphasant convenablement la tension de celui-ci et en la réduisant dans le rapport voulu, équilibrer à tout instant les forces de pression s'exerçant sur la membrane par la force F due à l'action du champ sur le courant. Lorsque ce réglage est obtenu, le tympan d'aluminium reste absolument fixe. On constate son immobilité en écoutant ses vibrations au moyen d'un tube acoustique : le réglage consiste à l'amener au silence en agissant sur l'intensité et le déphasage. La connaissance de $\mathcal{H}$ et de i (champ et courant) fournit donc la pression au point où se trouve le tympan. — R. Dubois.

Expériences sur la dissymétrie électrique des molécules de fer. — Perrier (A.) et Staring (A.-J.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 4 (1922), 373-376]. — Le phénomène nouveau découvert par les auteurs s'interprète de la façon suivante dans l'hypothèse des orientations : tout se passe comme si les molécules de fer avaient un moment électrique de sens opposé à celui de leur moment magnétique. Les auteurs ont pu vérifier expérimentalement ce résultat. — Mg. J. Rivière.

Le point critique dépend-il de l'intensité du champ magnétique ? — Honda (K.) [*Sc. Rep. Tôhoku Imp. Univ.*, 10 (1922), 433-436]. — Le point critique est le point de Curie cherché dans des champs variant de 400 à 2150 gauss. Sa température est indépendante du champ magnétique. — R. Fortrat.

La relation entre les constantes critiques et la chaleur spécifique vraie des substances ferromagnétiques. — Ashworth (J.-R.) [*Nat.* 111 (1923), 773-774]. — Un aimant doit avoir, comme un fluide, trois constantes critiques : une température critique, une intensité d'aimantation critique, et un champ critique. La température critique et l'intensité critique peuvent être déterminées expérimentalement ; le champ critique est plus difficile à atteindre par l'expérience, mais il peut être calculé à partir des deux autres constantes critiques. Pour le fer, le cobalt, le nickel et la magnétite, les champs critiques sont entre eux dans des rapports très simples : 1,0 ; 1,5 ; 2,0 et 3,0, respectivement.

En outre, ces nombres sont en raison inverse de la chaleur spécifique vraie de ces substances à leurs températures critiques : le produit du champ critique par la chaleur spécifique vraie doit, par suite, être une constante. Pour le fer, ce produit a pour valeur 0,0225 ; pour le cobalt, 0,0230 ; pour le nickel, 0,0225 ; pour la magnétite, 0,0691 et, en divisant ce résultat par 3 (nombre d'atomes de fer dans la molécule), on obtient encore le nombre 0,0230. — L. Brüninghaus.

Modèle mécanique pour l'hystérésis. — Press (A.) [*Phys. Rev.*, 20 (1922), 89]. — D. Chalonge.

L'aimantation dans de faibles champs envisagée comme une fonction de la fréquence. — Page (L.) [*Phys. Rev.*, 21 (1923), 456-464]. — On essaye d'obtenir une explication théorique de la variation connue de la perméabilité des substances paramagnétiques avec la fréquence. Les propriétés magné-

tiques de l'atome sont supposées dues aux anneaux d'électrons gravitant autour d'un noyau; le champ est supposé faible, et l'amortissement est négligé. — 1. *Solide paramagnétique.* Une distribution statistique en direction des axes des aimants élémentaires dont un solide magnétique est composé se produit sous l'effet des collisions entre molécules. Dans l'intervalle de temps compris entre collisions successives, les aimants élémentaires obéissent au champ appliqué, sous la restriction de l'effet du champ moléculaire. On déduit de ces considérations une expression de la perméabilité La perméabilité est tout d'abord pratiquement indépendante de la fréquence, puis elle croît jusqu'à un maximum pour une fréquence comparable avec le nombre de collisions par unité de temps, décroît jusqu'à une valeur inférieure à l'unité, et finalement converge asymptotiquement vers un pour une fréquence infinie. — (2). *Gaz paramagnétique.* Le champ moléculaire est absent, et en conséquence il n'y a pas de maximum de la perméabilité. Après avoir décru jusqu'à une valeur légèrement inférieure à l'unité, la perméabilité tend vers ce nombre de façon asymptotique. — L. Brüninghaus.

Explications sur le travail de R. Gans : la perméabilité du nickel pour les courtes ondes de Hertz et les mesures d'Arkadiew. — Arkadiew (W.) [*Ann. der Phys.*, 66 (1921), 130-132]. — M. Courtines.

Recherches sur les pertes dans le fer aux fréquences élevées par hystérésis et courants de Foucault. — Brasey (E.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 4 (1922), 157-202]. — L'auteur a déterminé les pertes dans un noyau de fer soumis à des champs magnétiques de fréquences élevées. Il a comparé les pertes mesurées avec celles que l'on calcule en partant des courbes d'hystérésis en courant continu et en tenant compte de la distribution de l'induction dans le noyau de fer. Le résultat du calcul a été trouvé exact pour des fréquences moyennes (400 à 600 s^{-1}) : les pertes par hystérésis sont donc indépendantes de la fréquence si celle-ci n'est pas trop élevée, résultat conforme à ceux de Maurain et de Guye, Hertz et Schidlof. Pour les fréquences de 300 à 10 000 s^{-1}, il n'en est plus de même : les pertes augmentent avec la fréquence et le rapport de cette augmentation, pour une fréquence donnée aux pertes elles-mêmes, croit avec l'induction. Pour des fréquences plus élevées encore, l'accroissement de température joue un rôle considérable et complique l'interprétation des phénomènes. — L. de Broglie.

Sur la variation de la perméabilité des fils de fer en fonction de la fréquence dans le domaine de longueurs d'onde de 54 à 705 mètres. — Wwedewsky (B.) **et Theodortschik** (K.) [*Ann. der Phys.*, 68 (1922), 463-480]. — Etude de la perméabilité des fils de fer placés dans de faibles champs magnétiques de haute fréquence. Deux hétérodynes produisent par battement un son audible qu'on fait lui-même interférer avec un autre son audible. L'introduction dans la self-inductance du circuit oscillant d'un des hétérodynes de l'échantillon étudié modifie la hauteur du son résultant; on lui rend sa valeur primitive par variation de la capacité placée dans le même circuit. Il est facile d'en déduire une valeur " apparente " de la perméabilité. Cette valeur apparente doit, pour obtenir la valeur réelle, être corrigée de l'effet de " peau ". Diverses précautions furent prises pour étalonner les capacités et mesurer avec précision les longueurs d'onde. Les résultats ont été controlés par trois autres méthodes. Toutes les méthodes sont d'accord pour assigner à la variation de la perméabilité dans le domaine étudié une allure assez complexe; en particulier, au voisinage de $\lambda = 100$ m, on observe un maximum

encadré par deux minima, ce qui rappelle les variations de l'indice de réfraction à l'intérieur des bandes d'absorption. — L. de Broglie.

La perméabilité magnétique anormale des fils d'acier ou de nickel dans les champs de haute fréquence. — **Wwedenski** (B.) et **Theodortschik** (K.) [*Phys. Zeits.*, **24** (1923), 216-217]. — La perméabilité du nickel et celle de l'acier sont étudiées comme l'a été antérieurement celle du fer. La courbe de perméabilité du nickel en fonction de la longueur d'onde des variations du champ a une grande analogie avec celle du fer et présente comme celle-ci un maximum. Celle de l'acier est beaucoup plus compliquée ; elle présente trois maxima très accentués. — M. Hanot.

Les caractéristiques du fer magnétiquement actif. — **Turner** (A.) [*Phys. Rev.*, **21** (1923), 74-83]. — La méthode, suggérée par Pupin, revient à mesurer en haute fréquence l'inductance effective et la résistance de bobines à noyau d'acier feuilleté. On utilise un pont alternatif excité par une source à haute fréquence F. Les noyaux de fer sont aimantés en basse fréquence f. Un interrupteur, synchronisé sur la fréquence f, lance la haute fréquence à une phase réglable de f. La durée du contact est $\frac{1}{1800}$ seconde ; $f = 60\ s^{-1}$; F varie de 5 000 à 50000 s^{-1}. On reçoit au téléphone, après amplification et redressement. La perte par hystérésis est obtenue en retranchant de la résistance totale la résistance en courant continu du cuivre et les pertes par courants de Foucault (calculées). La perméabilité est proportionnelle à l'inductance effective. Les champs varient de 0,28 à 4,5 gauss. Les courbes donnant la perméabilité et les pertes par hystérésis en fonction de la phase présentent naturellement des maxima et des minima : Quand F croît, le maximum de perméabilité décroît et le maximum de la perte par hystérésis croît. Quand f augmente, ces maxima croissent tous deux. — M. Courtines.

Sur la désaimantation du fer par les oscillations électromagnétiques. — **Mitra** (S.-K.) [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1923), 259].

Courbes de magnétisme et bandes d'hysérésis. — **Lorenz** (H.) [*Zeits. f. Techn. Phys.*, **2** (1921), 63-71]. — L'auteur se représente le magnétisme du fer comme provoqué par la rotation d'aimants élémentaires sollicités par le champ excitateur et soumis à des forces élastiques et à des forces de frottement. Si les aimants sont répartis suivant une loi assez simple, dont l'auteur donne la forme, on peut calculer les formes de la courbe de première aimantation et de la courbe d'hystérésis. Or, les formes calculées concordent remarquablement avec les formes expérimentales. — A. Foch.

Sur le champ démagnétisant des barreaux cylindriques d'acier doux. — **Dejean** [*C. R.*, **173** (1921), 650]. — Un barreau placé dans un champ uniforme $\mathcal{H}_b$ prend une intensité d'aimantation $\mathcal{I}$ sensiblement uniforme dans la partie médiane ; le champ $\mathcal{H}_a$ agissant à l'intérieur est :

$$\mathcal{H}_a = \mathcal{H}_b - N\mathcal{I}$$

La quantité $N\mathcal{I}$ est le *champ démagnétisant* et N, le *facteur démagnétisant*. Ce dernier dépend du rapport m de la longueur au diamètre et aussi de la valeur de $\mathcal{I}$. L'auteur a étudié une série de huit barreaux, pour lesquels m variait de 0,25 à 60, tous forgés dans le même lingot d'acier extra-doux. Au-dessous de $\mathcal{I} = 200$, N

diminue beaucoup avec $\mathcal{J}$; au-dessus de $\mathcal{J} = 800$, il diminue quand $\mathcal{J}$ augmente, passe par un minimum, puis remonte très rapidement et, après un maximum souvent très élevé, s'annule brusquement. Quand m est supérieur à 20, l'annulation de N se produit pour une valeur de $\mathcal{J}$ correspondant à la saturation.

A. Blanc.

Sur une méthode simple d'évaluation des pertes par hystérésis dans le fer et sur une relation expérimentale de magnétisme. — Gumlich (E.) [*El. Techn. Zeits.*, **44** (1923), 81-83]. — La formule de Steinmetz contenant 2 paramètres nécessite l'établissement d'au moins deux cycles d'hystérésis. On mesure leur aire et on peut alors en déduire les valeurs numériques des 2 constantes.

L'auteur préconise l'emploi d'une formule plus simple ne nécessitant, pour un échantillon donné, que la mesure du champ coercitif $\mathcal{H}_c$ correspondant à l'induction maximum $\mathcal{B}_m$ pour laquelle on veut connaître le travail dissipé par hystérésis : W_h ergs : cm³.

Cette formule est celle qu'ont déjà proposée divers auteurs, en particulier Anderson et Lance [*Engineering*, **114** (1922), 351].

$$W_h = a\mathcal{B}_m\mathcal{H}_c, \tag{1}$$

dans laquelle le coefficient $a = 0{,}2133 + 0{,}010\,82 . 10^{-3}\,\mathcal{B}_m$ est remplacé par le développement plus complet :

$$a = 0{,}225 + 0{,}000\,889 . 10^{-3}\,\mathcal{B} + 0{,}000\,861 . 10^{-6}\,\mathcal{B}^2$$

qui permet d'appliquer la formule (1) à tous les fers normaux jusqu'à des inductions de 18 000 gauss, à l'exception des aciers durs. L'auteur indique ensuite une autre relation, peu connue, entre la perméabilité maximum $\mu^{\max}$ et le rapport d'une induction rémanente $\mathcal{B}_r$, obtenue par forte magnétisation, au champ coercitif $\mathcal{H}_c$ qui la détruit :

$$\mu_{\max} = [0{,}476 + 0{,}005\,68\,\mathcal{H}_c]\,\frac{\mathcal{B}_r}{\mathcal{H}_c}. \tag{2}$$

Comme, d'autre part, l'induction $\mathcal{B}_{\mu\max}$, correspondant à la perméabilité la plus grande, a lieu pour un champ $\mathcal{H} = 1{,}3\,\mathcal{H}_c$ environ, on aurait sensiblement :

$$\mathcal{B}_{\mu\,\max} = 1{,}3\,(0{,}476 + 0{,}0057\,\mathcal{H}_c)\,\mathcal{B}_r. \tag{3}$$

Comme le champ coercitif est généralement très petit on peut se contenter de la formule

$$\mathcal{B}_{\mu\,\max} = 0{,}62\,\mathcal{B}_r. \tag{4}$$

Les valeurs ainsi obtenues ne s'écartent en général que de 5 p. 100 au plus des valeurs expérimentales. — R. Dubois.

Un nouvel alliage pour aimant permanent. — Gumlich (E.) [*El. Techn. Zeits.*, **44** (1923), 147-151]. — Compte rendu détaillé d'une longue série de recherches sur les propriétés magnétiques (induction rémanente et champ coercitif) des alliages suivants :

1° Fer-carbone-manganèse.

2° Fer-carbone-manganèse-cobalt.

3° Fer-carbone-manganèse-cobalt-chrome.

La teneur optimum en Mn est de 4 à 5 p. 100. Celle en Co, de 20 à 36 p. 100.

Celle en Cr, de 3,5 p. 100 environ. La proportion de carbone pour ces aciers complexes n'a pas été aussi complètement étudiée : le chiffre de 1,1 p. 100 s'est montré excellent.

Voici quelques indications sur l'alliage trouvé le plus parfait :

Composition : C, 1,11 p. 100 ; Mn, 3,5 p. 100 ; Co, 36 p. 100 ; Cr, 4,8 p. 100.

Trempe optima à la température de 875° C en refroidissant par un bain d'huile contenant de la glace.

Pour un champ magnétisant de 500 gauss $\begin{cases} \mathcal{B}_r \text{ induction rémanente} = 9\,130 \text{ G.} \\ \text{Champ coercitif : } \mathcal{H}_c = 204 \text{ G.} \end{cases}$

Pour un champ magnétisant de 1 100 gauss $\begin{cases} \mathcal{B}_r = 9\,670 \text{ G.} \\ \mathcal{H}_c = 212 \text{ G.} \end{cases}$

Malgré son prix élevé, dû au Co utilisé en aussi forte proportion, cet alliage permet d'obtenir des aimants du plus haut intérêt pour les applications qui exigent un flux considérable dans un entrefer, car le champ coercitif, exceptionnellement grand, réduit fortement la démagnétisation.

La firme Krupp, qui a fourni les nombreuses éprouvettes, assure maintenant la fabrication de cet acier en Allemagne. — R. Dubois.

Un nouveau métal pour aimants permanents. — **Gumlich (E.)** [*Zeits. f. Phys.*, **14** (1923), 241-252]. — Des expériences antérieures avaient montré que certains aciers au manganèse, soumis à un traitement thermique convenable, réalisaient un champ coercitif supérieur à 130 gauss, c'est-à-dire plus du double du champ coercitif des aciers au tungstène ou au chrome. Malheureusement, leur magnétisme rémanent était trop réduit pour qu'on puisse en faire des aimants permanents. L'addition de cobalt atténue ce défaut.

Le traitement thermique a une grande importance et la trempe à l'huile froide donne les meilleurs résultats. Par exemple, un acier à 1,24 p. 100 de C, 4 p. 100 de Mn, 35 p. 100 de Co, trempé à 850° C dans l'huile froide, a un magnétisme rémanent de 9720 gauss et un champ coercitif de 132,3 gauss.

Ces aimants sont très résistants aux chocs, au temps, aux variations de température. Malheureusement, leur haute teneur en cobalt les rend très coûteux. On peut remplacer 10 p. 100 de Co par 5 p. 100 de chrôme. D'ailleurs, l'addition de chrôme améliore les aciers au Mn et Co. Le meilleur résultat paraît être obtenu avec l'alliage suivant :

1,11 p. 100 de C ; 3,5 p. 100 de Mn ; 36 p. 100 de Co ; 4,8 p. 100 de Cr.

Après trempe à 875° C dans l'huile, son magnétisme rémanent est 9310 et son champ coercitif, 227 gauss.

Ces alliages paraissent devoir donner d'excellents aimants permanents, notamment des aimants en forme de fer à cheval. — R. Fortrat.

L'étalonnage d'aimants permanents. — **Hamer (R.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 551]. — Il s'agissait d'établir une méthode expéditive et donnant une précision du millième pour étudier des aimants permanents employés dans les wattmètres, et autres instruments de mesure. L'auteur réussit à atteindre ce but par l'emploi d'une méthode de zéro. Le flux magnétique total d'un aimant permanent était coupé par une bobine tombante. Le courant créé ainsi était mis en opposition avec celui d'une bobine coupant simultanément le flux d'un solénoïde

parcouru par un courant d'intensité bien connue. Ainsi, seule la différence des flux donnait lieu au courant résultant passant dans le fluxmètre, et, en calibrant celui-ci, une balance exacte n'était même pas nécessaire. — L. Brüninghaus.

Etude magnétique des aimants permanents. — **Würschmidt (J.)** [*Zeits. f. Phys.* **10** (1922), 91-110]. — Les caractéristiques importantes d'un acier à aimant permanent sont sa force coercitive et son magnétisme rémanent, mesurés avec l'aimant sous sa forme même d'emploi et non pas sur un échantillon quelconque. On ferme incomplètement le circuit magnétique de l'aimant par deux pièces de fer doux qui en dérivent le flux à travers un entrefer où il est possible de le mesurer. On en déduit le magnétisme rémanent. Une bobine enroulée autour de l'aimant permet de le désaimanter : la valeur du champ démagnétisant est celle du champ coercitif.

Mesures sur plusieurs aimants de même forme. — R. Fortrat.

L'effet de l'hydrogène naissant sur les aimants d'acier dur. — **Coulson (J.)** [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 528]. — Certaines recherches ayant montré que l'acier absorbe l'hydrogène aux températures ordinaires, on a été conduit à penser que la diminution du moment des aimants permanents était due, avant tout, à l'action d'hydrogène lentement absorbé. Des barreaux aimantés d'*acier magnétique spécial* et d'aciers riches en carbone furent exposés à l'action d'hydrogène électrolytique, en les employant comme cathode dans un électrolyte à 25 p. 100 d'acide sulfurique. Les résultats de ces observations montrent que le moment magnétique décroît lorsque la durée d'exposition à l'hydrogène augmente.

Des aimants préparés soigneusement avec de la tige d'acier pour forets et trempés sec, éprouvent de même une diminution de leur moment magnétique, dans la proportion de 14 p. 100, après exposition à l'hydrogène. Le moment d'aimants similaires d'acier à ressort et d'acier spécial à aimant éprouvait une chute précipitée, non observée avec la tige à forets, au cours du traitement électrolytique. Le chauffage du bain accélérait encore cette action. Ainsi, l'hydrogène paraît jouer un rôle non négligeable dans le phénomène de désaimantation spontanée des aimants permanents. — L. Brüninghaus.

Action de l'hydrogène naissant sur les aimants en acier dur. — **Coulson (J.)** [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 51-58.] — Lorsqu'on soumet des aimants à l'action de l'hydrogène naissant en les prenant comme cathodes dans un voltamètre à acide sulfurique, leur moment magnétique décroît et tend vers une valeur qui est inférieure de 5 à 20 p. 100 à leur valeur initiale. Cette action est plus rapide si l'on chauffe l'électrolyte : elle est de l'ordre d'une heure à 60°C. La loi suivant laquelle se produit cette diminution du moment magnétique en fonction du temps, varie suivant les variétés d'acier. — D. Chalonge.

La « puissance » des aimants permanents. — **Würschmidt (J.)** [*Zeits. f. Inst.*, **43** (1923), 121-126]. — La « puissance » des aimants permanents est fort difficile à définir : selon certains auteurs, c'est l'induction restant dans l'aimant soumis à l'effet démagnétisant des pôles ; selon d'autres, c'est le produit du magnétisme rémanent par la force coercitive. En réalité, toutes ces définitions sont très incomplètes ; une définition précise exigerait la connaissance de la courbe d'hystérésis et surtout du champ démagnétisant, lequel ne peut être calculé que dans des cas très particuliers. L'intérêt de la notion semble donc douteux.

A. Foch.

Propriétés magnétiques des alliages fer-carbone; influence du traitement thermique et de la teneur en carbone. — **Cheney (W.-L.)** [*Sc. Pap. Bur. Stand.*, **18** (1922), 609-635]. — L'auteur étudie des alliages purs contenant de 0 à 1,6 p. 100 de carbone et donne des micrographies et courbes représentant les diverses propriétés magnétiques en fonction de la température de recuit et de la teneur en carbone.

La courbe des inverses des susceptibilités en fonction du champ est rectiligne au-dessus de 30 gauss : son coefficient angulaire donne l'aimantation à saturation. Pour la plupart des alliages, il y a plusieurs portions de droites. A chacune correspond une valeur de la saturation ; le nombre de ces valeurs est presque toujours égal à celui des constituants. Cela permet de suivre les changements de composition produits par le traitement thermique. — G. Foex.

Sur la dureté magnétique des aciers trempés. — **Matsushita (T.)** [*Sc. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, **17** (1922), 471-485]. — Le pouvoir trempant de l'eau est légèrement accru par addition de sel marin. Le même effet peut aussi être obtenu en abaissant la température de l'eau. Au contraire, le pouvoir trempant de l'eau est considérablement diminué en y incorporant du savon.

Au-dessous de 850°C, la dureté magnétique d'un acier riche en carbone trempé dans l'huile est considérablement moindre que celle du même acier trempé dans l'eau.

Une seconde trempe dans l'huile produit une dureté beaucoup plus grande que la première : elle devient presque égale à la dureté produite par une trempe à l'eau.

La durée de maintien à la température de trempe n'affecte pas la dureté magnétique résultant de la trempe.

Dans le cas des aciers spéciaux (alliages), la trempe à l'huile produit en général une plus grande dureté que la trempe à l'eau. — L. Brüninghaus.

Les aimants permanents, et les relations entre leurs propriétés et la constitution de l'acier. — **Watson (E.-A.)** [*Journ. Inst. El. Eng.*, **61** (1923), 641-660]. — Le critérium de la valeur d'un aimant permanent bien proportionné, est la valeur maximum de $\mathcal{BH}$. L'auteur donne les relations entre cette valeur et les intensités d'aimantation maximum et rémanente et le champ coercitif. Il donne une forme modifiée de la loi de Kennelly et Lamont, qui permet d'exprimer simplement ces relations. Cette loi se vérifie bien si les aciers sont homogènes. Puis l'auteur étudie d'autres aciers, principalement des aciers au cobalt, et le rôle des divers constituants et traitement thermiques. Nombreuses micrographies, courbes, et représentations graphiques. — F. Wolfers.

Le « permalloy » alliage de propriétés magnétiques remarquables. — **Arnold (H.-D.) et Elmen (G.-W.)** [*Journ. Frankl. Inst.* **195** (1923), 621-632]. — Les ferro-nickels possèdent des perméabilités très variables suivant leur composition. Leur étude systématique a montré que, pour 79 p. 100 de Ni et 21 p. 100 de Fe, la perméabilité passe par un maximum extrêmement élevé. La perméabilité, pour les champs infiniment petits, a déjà la valeur de 10 000 et elle atteint 87 000 pour les champs de l'ordre de 0,5 gauss. La saturation, qui a lieu pour $\mathcal{B} = 10\,000$ gauss environ, est déjà presque atteinte dans le champ terrestre !

Cet alliage présente de plus une très grande sensibilité aux traitements thermiques, sa perméabilité varie beaucoup avec les efforts mécaniques, ainsi que la conductibilité, qui est modifiée de son côté par les variations d'aimantation. La

magnétostriction est présentée par ce ferro-nickel à un degré qui n'avait jamais été constaté jusqu'ici.

Comme applications, cette découverte, qui présente un grand intérêt théorique, permettra en particulier la réalisation de self-inductances légères à forte inductance et hystérésis très faible, problème qui se posait surtout dans la pupinisation des câbles. — R. Dubois.

Fonte non magnétique " No-Mag ". — **Gümlich** [*El. Techn. Zeits.*, **44** (1923), 486]. — Analyse par Gümlich d'un article de l'*Electrical Review* [**91** (1922), 645] dans lequel Ferranti décrit un alliage nommé No-Mag, fer non magnétique à haute résistance électrique (perméabilité : $\mu = 1{,}03$, résistivité $\rho = 140$ microhms-cm.

Composition non indiquée mais qui, d'après Gümlich, pourrait être un ferro-manganèse à 12 ou 16 p. 100 de Mn. — R. Dubois.

Aimantation des ferronickels aux basses températures. Moments magnétiques et lois d'approche. — **Peschard** (M.) [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 128].

L'analyse magnétomécanique de l'acier au manganèse. — **Hadfield** (R.), **Williams** (S.-R.) et **Bowen** (I.-S.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 2?7]. — Cette analyse est fondée sur l'effet Joule (variation de longueur dans le champ magnétique) et l'effet Villari (variation d'aimantation par effort longitudinal). — M. Courtines.

Action d'un champ magnétique longitudinal sur les propriétés mécaniques d'un fil de nickel en vibration. — **Kent** (C.-V.) et **Babbitt** (B.-J.) [*Phys. Rev.*, **20** (1922), 91]. — D. Chalonge.

Effets magnéto-élastiques. — **Gerlach** (W.) [*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, **3** (1922), 64]. — L'intensité de l'effet Barkhausen (bruit d'aimantation) varie parallèlement à l'effet magnéto-élastique. L'aimantation doit produire un déplacement des petits cristaux, qui produit une variation de volume et excite des vibrations longitudinales et transversales. L'effet Barkhausen peut être comparé au cri de l'étain. — G. Bruhat.

Sur les effets magnéto-élastiques. — **Zschiesche** (K.) [*Zeits. f. Phys.*, **11** (1922), 201-215]. — Ces phénomènes ont été étudiés surtout par Gerlach et Lertes. Si l'on considère les divers alliages Fe-Ni, on constate un parallélisme complet entre les pertes d'énergie par hystérésis et l'effet étudié. — Si l'on opère avec du fil de fer, un effet purement mécanique se produit aussi en l'absence de tout champ magnétique par traction, lorsqu'on dépasse la limite d'élasticité du fil. Par torsion l'effet n'a pas été observé par l'auteur.

Ce phénomène dépend de l'histoire antérieure du fil ; en faisant croître puis décroître son poids tenseur, on obtient des cycles d'hystérésis analogues à ceux de l'aimantation.

En présence d'un champ, l'extension ou la torsion ont la même influence sur l'effet étudié que sur l'aimantation. Une aimantation circulaire atténue l'effet.

En somme, l'effet doit être rapproché des pertes par hystérésis et de la magnétostriction. — M. Hanot.

Magnétostriction obtenue avec de faibles champs magnétisants. — **Hobbie** (J.-R.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 456-467]. — On sait que l'on appelle magnétostriction le changement de longueur que subit un fil d'un métal ferromagnétique lorsqu'il est soumis à l'action d'un champ magnétique. Le phénomène a été étudié

à maintes reprises, depuis Joule, qui l'a découvert, mais toujours pour des champs intenses, tandis que l'auteur s'est proposé une investigation précise dans le domaine des champs magnétiques faibles.

La méthode particulière employée pour atteindre ce but est, en principe, la suivante : on entoure le fil à étudier d'un solénoïde dans lequel on fait passer un courant alternatif de fréquence et d'intensité connues, et on transmet les vibrations qui s'établissent alors dans le fil à un cristal piézo-électrique, dont on mesure après amplification, les charges électriques ainsi produites, ceci par trois procédés : 1° Pour les élongations supérieures à 2.10^{-9} cm le fil était suspendu directement à un cristal de quartz. Pour mesurer la charge produite par un champ magnétisant donné, on reliait à l'amplificateur, à travers un tube à vide mis en parallèle avec celui qui était connecté avec le cristal, une force électromotrice de même fréquence et réglée à la phase voulue, et l'on faisait varier celle-ci jusqu'à ce que le son produit par le cristal dans un récepteur téléphonique soit exactement éteint. Pour avoir la force correspondant à une charge donnée, on faisait un étalonnage préalable du cristal avec l'aide d'un condensateur, dont une armature était suspendue au cristal.

2° En se servant de la torsion d'un cristal de sel Rochelle, la sensibilité de la méthode précédente était étendue jusqu'à 2.10^{-11} cm.

3° Enfin, en accordant à la fois le fil et le cristal de façon à les mettre en résonance avec la fréquence employée, on peut atteindre une sensibilité de 3.10^{-12} cm.

Les deux derniers dispositifs étaient étalonnés en comparant les résultats qu'ils fournissaient avec ceux obtenus dans le cas du quartz.

On étudia successivement par ces méthodes un fil de fer à 0,1 pour cent de carbone, et un fil de nickel électrolytique. Dans chaque cas, la courbe représentative des variations de la magnétostriction en fonction du champ est presque linéaire, quoique légèrement concave vers le bas ; elle paraît passer par l'origine.

Pour des champs de 1,0 ; 0,05 et 0,02 gauss, le rapport de la magnétostriction au champ est respectivement de 3 ; 2,4 et 4×10^{-9} pour le fer, et 2 ; 1 et 3×10^{-9} pour le nickel. L'erreur probable est de 7 à 10 p. 100. La tension diminue l'élongation. On a enfin étudié une tige de bismuth dans un champ de 12 gauss, en se servant de la méthode de résonance, mais avec un résultat négatif : l'effet est à coup sûr au moins 10000 fois plus petit pour le bismuth que pour le fer.

L. Brüninghaus.

Magnétostriction avec de petits champs magnétisants. — Hobbie (J.-R.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 528-529]. — On s'est servi dans ces expériences de la méthode piézo-électrique. Dans cette méthode, suggérée par Pupin, le fil à étudier est entouré par un solénoïde à travers lequel circule un courant alternatif d'intensité et de fréquence connues, et les vibrations qui prennent naissance dans le fil sont transmises à un cristal piézo-électrique ; la charge ainsi produite est amplifiée et mesurée.

Pour des élongations allant jusqu'à 2.10^{-9} cm., le fil était suspendu directement à un cristal de quartz. Pour mesurer la charge produite par un courant magnétisant donné, on alimentait l'amplificateur, à travers un tube à vide mis en parallèle avec celui qui était connecté avec le cristal, au moyen d'une force électro-motrice de la même fréquence, et de phase convenable, et on faisait varier cette force électromotrice jusqu'à compensation exacte du son produit par le cristal. La force correspondant à une charge donnée était déterminée à l'aide d'un condensateur, dont une armature était suspendue au cristal.

On a pu étendre la sensibilité de la méthode jusqu'à une élongation de 2.10^{-11} en se servant de la torsion d'un cristal de sel Rochelle, et en mettant à la fois le cristal et le fil en résonance avec la fréquence utilisée, on a atteint la sensibilité de 3.10^{-12}. Les deux derniers dispositifs ont été gradués en unités absolues par comparaison de certains résultats avec ceux obtenus au moyen du quartz.

C'est ainsi qu'on a étudié successivement un fil de fer et un fil de nickel. Dans chaque cas, la courbe qui représente la magnétostriction en fonction du champ est presque linéaire, quoique légèrement concave vers le bas dans sa portion inférieure; elle paraît passer par l'origine. Pour des champs de 1; 0,05 et 0,002 gauss, le rapport de la magnétostriction à l'intensité du champ est respectivement égal à 3; 2,4 et 4.10^{-9} pour le fer, et à 2; 1 et 3.10^{-9} pour le nickel. L'erreur probable est comprise entre 7 et 10 p. 100. — L. Brüninghaus.

L'effet Hall et la résistance spécifique des couches d'argent — Wait (G.-R.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 233]. — Ce sont des argentures chimiques de 20 à 200 $\mu\mu$. La résistance spécifique croît quand l'épaisseur va en décroissant; le coefficient Hall reste le même que pour l'argent massif. — M. Courtines.

Constance du coefficient Hall dans les couches minces d'argent. — Stewart (G.-W.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 232-233]. — Remarque sur la communication précédente. Ces résultats s'expliquent en admettant que la couche est formée de granules métalliques en contact par leur surface. — M. Courtines.

L'effet Hall et l'effet Nernst dans les alliages magnétiques. — Smith (A.-W.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 233-234]. — Etudes des alliages Fe-Cu, Ni-Cu, Fe-Ni. Il semble en résulter que les deux effets sont déterminés par le réseau cristallin et les champs de force intermoléculaires bien plus que par les caractéristiques atomiques ou par les déviations des électrons libres. — M. Courtines.

Effet de magnéto-résistance dans les couches de bismuth. — Curtiss (L.-F.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 235-237]. — Suite à un article précédent [*Phys. Rev.* **15** (1920), 465; *Journ. de Phys.*, **2** (1921), 4 D]. — M. Courtines.

Propriétés physiques des lames minces de bismuth. — Curtiss (L.-F.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921) 255-274]. — 3e partie d'un article sur ce sujet. Les lames de bismuth, déposées par ionoplastie, sont chauffées longuement dans le vide au voisinage du point de fusion, puis étudiées dans le vide. On obtient de la sorte des résultats reproductibles. Pour une lame donnée, l'effet d'un champ magnétique $\mathcal{H}$ sur la résistance r de la lame est de la forme $\frac{\Delta r}{r} = \frac{1}{K} f(\mathcal{H})$, K étant une constante dépendant uniquement de la température et croissant avec elle. Lorsqu'on s'approche du point du fusion, k croît indéfiniment. Pour une température donnée, la résistance croît constamment avec le champ, mais ses variations relatives ne sont pas proportionnelles au carré du champ. — Les lames ayant la plus petite résistance montrent, dans les mêmes conditions, des valeurs de $\frac{\Delta r}{r}$ plus grandes.

Si la lame est bien recuite et étudiée dans le vide, les courbes $r = \varphi(t)$, où t est la température, sont elles aussi reproductibles; elles ont une forme parabolique, la position du minimum de résistance variant d'ailleurs d'un échantillon à l'autre. Peut-être l'inégalité de dilatation du verre et du bismuth peut-elle expliquer ce phénomène. — M. Courtines.

Effet Hall et résistivité des pellicules d'argent. — **Wait** (G.-R.) [*Phys. Rev.* **19** (1922), 615-622]. — Les pellicules ont de 200 à 20 $\mu\mu$ d'épaisseur. La résistivité augmente de plus en plus lorsque l'épaisseur diminue et devient infinie pour 20 $\mu\mu$. L'effet Hall au contraire reste le même que pour une grande masse de métal. L'auteur en conclut que les pellicules sont formées de granules ayant les propriétés du métal pris en masse : le courant suit des chaînes de granules au contact. — J. Cabannes.

Effet Hall et résistance spécifique de couches d'argent, de cuivre et de fer obtenues par évaporation. — **Steinberg** (J.-C.) [*Phys. Rev.*, **21** (1623), 22-29]. — Les couches ont de 20 à 200 $\mu\mu$ d'épaisseur. Les résistances spécifiques des couches Ag, Cu, Fe sont 24,3 — 29,7 et 506, soit de 15 à 17 fois celles des métaux massifs 1,6 — 1,8 et 8,8. Les coefficients Hall des couches Ag, Cu, diamagnétiques, sont de 41 et 11 p. 100, *inférieurs* aux valeurs de ce coefficient pour les métaux massifs. Celui de Fe est + 42,5 au lieu de + 6, soit 500 fois *plus grand*. Pour Ag et Cu l'effet Hall est toujours proportionnel au champ, pour Fe la proportionnalité ne s'étend que jusqu'à 10 000 gauss tandis que la limite correspondant au fer massif est 20 000 gauss. Cela veut dire que le maximum d'aimantation des couches de fer est moitié moindre que celui du fer massif. L'analyse aux rayons X indique pour Ag, Fe et probablement les autres métaux la même structure cristalline que dans le métal massif, mais les grains cristallins sont trop fins pour apparaître au microscope. — L'accroissement de résistance spécifique est probablement attribuable à la multiplication des contacts entre grains. Le cofficient Hall semble indépendant de la structure sauf en ce qui touche aux conditions magnétiques des cristaux. L'aimantation dans les cristaux de fer semble limitée par le champ démagnétisant, qui augmente à mesure qu'on réduit les grains.

Les couches sont obtenues en déplaçant d'un mouvement uniforme dans un vide élevé, un filament chaud à une distance de la surface à couvrir qui est inférieure au libre parcours. Ces couches sont dures, brillantes et résistent à la corrosion. — M. Courtines.

L'effet thermo-magnétique d'après la thermodynamique. — **Kuenen** (J.-P.) [*Proc. Amst.*, **25** (1923), 384-386]. — On peut appliquer aux phénomènes magnétiques le 2e principe de la thermodynamique, rigoureusement au dessus du point de Curie et approximativement au dessous, en se limitant par exemple dans ce dernier cas à l'aimantation du fer soumis à des vibrations mécaniques ou électriques. En prenant $\mathcal{H}$ comme variable indépendante, on démontre que l'effet calorifique devient très grand dans le voisinage du point de Curie, Le résultat est indépendant des hypothèses sur le champ moléculaire ; celles-ci n'interviennent que pour évaluer le changement de la chaleur spécifique au point de Curie, changement que la thermodynamique seule ne peut donner [Cf. Weiss et Piccard, *Journ. de Phys.*, 7 (1917), 103]. — E. Darmois.

Etude des quatre effets galvano et thermo-magnétiques généralisés sur un même échantillon métallique. — **Sellerio** (A.) [*Ann. de Phys.*, 19 (1923), 288-315]. — Si l'on place dans un champ magnétique une plaque métallique parcourue par un courant électrique normal au champ, celui-ci donne naissance à une rotation des lignes équipotentielles, c'est-à-dire qu'il apparait une différence de potentiel entre 2 points situés dans la même section droite normale au courant et placés par exemple à ses extrêmités (phénomène de Hall). Ceci est un effet qu'on peut qualifier de « galvano-galvanique ».

En même temps que le champ fait apparaître une différence de potentiel transversalement au courant, il apparaît entre les mêmes points une différence de température (phénomène d'Ettingshausen). C'est l'effet « galvano thermique ».

Si l'on remplace le courant électrique par un courant thermique de même direction il y a encore apparition d'une différence de potentiel transversalement au courant et au champ (phonomène d'Ettingshausen et Nernst) ou effet « thermo-galvanique » et aussi une rotation des isothermes qui se traduit également par une différence de température transversale (Righi et Leduc), c'est l'effet « thermo-thermique ». Tous ces effets sont transversaux par rapport au champ. L'auteur a pu mettre en évidence, dans une plaque de bismuth des effets axiaux, c'est-à-dire parallèles au champ, qui doit toujours être appliqué perpendiculairement au courant, la plaque ayant dans le dernier cas sa largeur parallèle aux lignes de force. Il a pu ainsi retrouver les 4 effets suivant cette direction, ce qui montre qu'ils existent pour toutes les orientations du champ par rapport à la lame, contenues dans un plan perpendiculaire au courant (électrique ou thermique).

Tous ces effets sont à peu près proportionnels au champ $\mathcal{H}$, ils s'en écartent cependant assez pour justifier dans les formules l'empoi d'un terme proportionnel à $\mathcal{H}^2$, terme que l'auteur appelle *dissymétrie* ou *perturbation*. Le présent travail précise les valeurs expérimentales de ces différents termes pour la plaque de bismuth étudiée. Il rappelle les résultats trouvés par les autres expérimentateurs et réunit les formules fournissant les composantes axiales et transversales en une formule unique donnant la valeur de l' « effet généralisé » en fonction de la direction considérée par rapport au champ.

Les valeurs trouvées sur divers échantillons semblent indiquer une relation entre ces effets et l'état cristallin du métal, en particulier l'orientation des axes cristallographiques semble très importante. — R. Dubois.

Influence de la direction du champ sur la magnéto-résistance. — Heaps (C.-W.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 7-19]. — I. *Discussion théorique.* — La variation légère que l'on observe dans la résistance d'un conducteur suivant que la direction du champ est transversale ou longitudinale peut être attribuée à deux facteurs.

1° Une action directe du champ sur le mouvement des électrons, comme prévue par les théories de J. J. Thomson, et autres. — L'auteur montre qu'en développant la théorie électronique de la conductibilité, suivant la méthode de Townsend, la variation de résistance apparaît comme nulle.

2° L'action du champ magnétique peut varier suivant l'arrangement des cristaux dans le conducteur et, par suite, avec la position de celui-ci si le cristal a une structure anisotrope.

II. *Expériences avec le bismuth fondu, le graphite comprimé et le cadmium laminé.* — Champ de 7 à 8000 gauss. Avec le bismuth et le cadmium, les variations trouvées ne sont pas symétriques autour de la direction du courant et ont évidemment pour origine la structure cristalline ; avec le graphite les variations observées sont de l'ordre des erreurs d'expérience.

Ces résultats, sans être concluants, inclinent à penser que la théorie de Townsend est correcte. Dans ce cas, les phénomènes s'expliqueraient entièrement en supposant une variation du nombre et du libre parcours moyen des électrons auxquels est due la conductibilité, dépendant non seulement du champ magnétique mais des orientations par rapport aux axes du cristal. — R. Fric.

Les effets Hall, Ettingshausen, Nernst et Leduc pour le cadmium le nickel et le zinc. — Caswell (A.-E.) [*Phys. Rev.*, 20 (1922), 280-282]. — Les constantes relatives à ces différents effets ont été déterminées pour une bande mince de chacun de ces métaux, chauffée électriquement dans le vide et placée dans un champ magnétique de 4 à 5000 gauss. — D. Chalonge.

Influence d'une tension sur les forces électromotrices thermoélectriques produites par aimantation. — Smith (A.-W.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 270-271]. — D. Chalonge.

Le coefficient de température de la biréfringence magnétique. — Szivessy (G.) [*Ann. der Phys.*, 68 (1922), 127-153]. — La théorie de la biréfringence magnétique donnée par Langevin conduit à la conclusion que, à longueur d'onde constante, le rapport $\frac{C}{P}$ est indépendant de la température. C désigne la constante de Cotton et Mouton, et P, le quotient $\frac{\delta\,(n^2+2)^2}{n\,T}$, δ étant la densité, n l'indice du liquide et T la température absolue.

L'auteur a soumis cette conclusion au contrôle de l'expérience pour la nitrobenzine, les chlorure et bromure de benzine, le pseudocumol et l'α-bromonaphtaline. Pour tous ces liquides, la constante de Cotton et Mouton diminue avec la température plus vite que ne le prévoit la théorie de l'orientation moléculaire.

A. Foch.

Influence de la compression sur les corps faiblement magnétiques. — Wilson (E.) [*Proc. Roy. Soc.*, 101 (1922), 445-451]. — On soumet à des pressions pouvant atteindre 1250 kg : cm² des barres de minéraux ayant environ 4 cm de longueur et une section voisine de 1 cm² ; on mesure, par le galvanomètre balistique, la susceptibilité de la roche, parallèlement et perpendiculairement à la pression.

Les essais ont été faits sur des magnétites, des dolérites et du granite. On trouve que, pour certaines variétés de magnétite ayant un maximum de susceptibilité, la pression provoque une diminution de susceptibilité parallèle à la pression pouvant atteindre 50 p. 100, quand le champ magnétique atteint la valeur, provoquant la susceptibilité maximum. Le magnétisme rémanent et la force coercitive sont aussi réduits par la pression. Lorsque les roches n'ont pas de maximum de susceptibilité ou qu'on cherche la susceptibilité perpendiculairement à la pression, cette dernière n'a que peu ou pas d'influence. — A. Foch.

Électromagnétisme et électrodynamique.

Eléments d'électrodynamique. — Puccianti (L.) [*Nuov. Cim.*, 24 (1922), 95-115]. — C'est une réaction contre la vieille tendance qui consiste à diviser l'étude de l'électricité en électrostatique, magnétostatique, électromagnétisme, électrodynamique. Puisque tous les physiciens admettent l'origine électrique des propriétés magnétiques des corps, une seule division est rationnelle celle de *statique* ou étude de l'électricité au repos par l'analyse du champ électrostatique au moyen de vecteurs force et induction électrique ; *dynamique*, ou étude de l'électricité en mouvement par analyse du champ électrodynamique (magnétique) avec les vecteurs force et induction magnétique B.

D'ailleurs les masses magnétiques ayant été définies comme un agent newtonien, n'est-ce pas nier leur existence que d'être obligé d'écrire en tous point :

$$\text{div}\ \mathcal{B} = 0.$$

Dans le présent article l'auteur suppose :

a) que l'on sait mesurer statiquement la charge électrique et l'intensité d'un courant à l'aide du voltamètre.

b) que l'on connait les lois de l'électrostatique de même que les lois d'Ohm et de Joule.

La marche de l'exposé est la suivante :

Le champ terrestre est d'abord caractérisé par un vecteur B au moyen des courants d'induction produits par ce champ dans un cadre mobile. Uniformité de ce champ.

Le même cadre permet de montrer l'existence d'un vecteur B semblable attaché à un courant et de définir son flux. Suivent l'étude des propriétés de B, de la force électromotrice induite et des actions électrodynamiques. — R. Chevallier.

Tables pour le calcul de l'inductance des bobines circulaires à section droite rectangulaire. — Grover (F.-W.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 136-139]. — Avec le progrès des radio-communications, le calcul de l'inductance est devenu de première importance. Dans le cas de circuits compliqués, on obtient cette grandeur en imaginant le circuit divisé en éléments plus simples et se prêtant au calcul. En combinant les inductances calculées de ces éléments d'après les lois connues de combinaisons des self-inductances et des inductances mutuelles, on obtient la solution pour tout le circuit.

Les formules simples peut-être les plus importantes pour ces calculs, sont à ce point de vue, celles donnant l'inductance mutuelle de courants parallèles, coaxiaux, circulaires. Ces calculs ont été faits par divers chercheurs, et l'auteur a déjà dressé une table qui abrège et systématise ces calculs.

Les formules donnant l'inductance des bobines circulaires de section rectangulaire sont presque aussi importantes, vu le grand emploi que l'on fait maintenant de cette forme de bobines. C'est pourquoi l'auteur a dressé une nouvelle table, permettant le calcul rapide de ces bobines particulières. — L. Brüninghaus.

Sur quelques nouvelles formules pour le calcul numérique direct du coefficient d'induction mutuelle des cercles coaxiaux. — King (L.-V.) [*Phys. Rev.*, **18** (1921), 139-140]. — L'auteur montre dans cette note que si A et a sont les rayons de deux cercles coaxiaux et d la distance existant entre leurs plans, en posant $r_1{}^2 = (A + a)^2 + d^2$ et $r_2{}^2 = (A - a)^2 + d^2$, la formule bien connue relative à l'inductance mutuelle peut se mettre sous la forme :

$$M = \left(\frac{2\pi^2}{a_n}\right)(c_1{}^2 + 2c_2{}^2 + 4c_3{}^2 + \ldots\ldots + 2^{n-1}c_n{}^2 + \ldots\ldots) \qquad (1)$$

formule dans laquelle les termes sont exprimés dans l'échelle arithmético-géométrique :

$$a_0 \qquad\qquad b_0$$

$$a_1 = \frac{1}{2}(a_0 + b_0) \qquad b_1 = \sqrt{a_0 b_0} \qquad c_1 = \frac{1}{2}(a_0 - b_0)$$

$$a_2 = \frac{1}{2}(a_1 + b_1) \qquad b_2 = \sqrt{a_1 b_1} \qquad c_2 = \frac{1}{2}(a_1 - b_1)$$

$$a_n = \frac{1}{2}(a_{n-1} + b_{n-1}) \qquad b_n = \sqrt{a_{n-1} b_{n-1}} \qquad c_n = \frac{1}{2}(a_{n-1} - b_{n-1}).$$

Dans cette échelle, a_0 et b_0 sont deux nombres positifs. Les opérations arithmétiques qu'elle implique sont toutes aisément pratiquées sur une machine à calculer moderne; enfin, les a et les b convergent très rapidement vers la même limite, que l'on peut appeler a_n. On utilise cette échelle en posant $a_0 = r_1$ et $b_0 = r_2$. La formule (1) ainsi obtenue est extrêmement convergente et convient *dans tous les cas*, trois termes étant d'ordinaire suffisants pour donner sept chiffres significatifs exacts.

Lorsque les spires sont très voisines, il y a quelque avantage à calculer l'échelle complémentaire $a'_0 = r_1 + r_2$, $b'_0 = r_1 - r_2$, qui est alors extrêmement convergente, a'_2 et b'_2 étant déjà égaux, avec sept chiffres significatifs exacts. On trouve alors que :

$$M = 2\pi a'_n \left[\frac{r_1{}^2 - 2c'_2{}^2 - 4c'_3{}^2 - \dots}{a'_n{}^2} \left(\log \frac{4a'_1}{r_2} - \frac{1}{2} \log \frac{a'_2}{a'_3} - \frac{1}{4} \log \frac{a'_3}{a'_4} - \dots \right) - 2 \right] \quad (2)$$

Les nouvelles formules (1) et (2), lorsqu'on les applique à des exemples numériques, se montrent nettement plus avantageuses que les méthodes existantes pour le calcul de M.

L'auteur a établi des formules de ce type, en faisant usage de formules de récurrence trigonométriques combinées avec les échelles arithméticogéométriques, pour le calcul numérique direct des inductances self et mutuelles de bobines à une seule couche. — L. Brüninghaus.

Induction de deux courants cirulaires coaxiaux; nouveau développement en série. — Mathy (E.) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 227-228].

Induction mutuelle de deux circuits électriques circulaires ayant même rayon et situés dans des plans parallèles. — Mathy (E.) [*Journ. de Phys.*, **2** (1921), 355-358].

Induction mutuelle de deux solénoïdes à axes parallèles. — Mathy (E.) [*Journ. de Phys.*, **3** (1922), 178-180].

Force magnétique produite par un courant électrique circulaire en un point intérieur à ce circuit. Application de la formule de Laplace. — Mathy (E.) [*Journ. de Phys.*, **4** (1923), 240-245].

Sur la formule de Neumann donnant le coefficient d'induction mutuelle de deux circuits. — Malégarie (Ch.) [*R. G. E.*, **12** (1922), 795-796]. — Etablissement de la formule de Neumann en partant de la notion de potentiel-vecteur.

Note sur le champ magnétique produit par les courants circulaires. — Bromwich (T.-J.-I'a) [*Phil. Mag.*, **46** (1923), 108-112]. — Etablissement d'une formule de Nagaoka par des considérations élémentaires. — A. Foch.

Quelques remarques sur l'induction électromagnétique. — Barnett (S.-J.) [*Phys. Rev.*, **19** (1922), 280-281]. — D. Chalonge.

L'électrodynamique et le principe de réaction. — Arata (H.) et Brun (M.) [*R. G. E.*, **13** (1923), 203-207]. — Quand on calcule les forces auxquelles sont soumis deux éléments de courants en appliquant les lois de Laplace, on constate que la résultante de ces actions n'est généralement pas nulle, de sorte qu'un tel système supposé réalisable et rigide se mettrait de lui-même en mouvement. On

explique ordinairement cette conséquence des lois de Laplace en disant qu'il y a contradiction à raisonner sur des éléments de courants et que pour des circuits fermés le principe de réaction est respecté. Les auteurs pensent que les lois élémentaires ont une réalité physique, et ils établissent le principe général qui conduit pour elles à l'égalité de l'action et de la réaction. Ce principe permet d'expliquer divers résultats de calcul ou d'expérience.

Nouvelle bobine d'induction fonctionnant sur courant alternatif, pour les mesures de conductibilité. — Scheminzky (F.) [*Zeits. f. Phys. Chem.*, **104** (1923), 349-353]. — La bobine de Rhumkorff est employée dans la méthode classique de Kohlrausch ; le bruit de son interrupteur est très gênant. L'auteur donne le principe d'un nouvel inducteur où l'interrupteur est remplacé par un tube de Geissler contenant un gaz rare. Le tube est très dissymétrique et forme soupape. Le courant secondaire, analysé à l'oscillographe, est composé d'ondes symétriques, séparées par des pauses. Il ne produit donc pas de polarisation et agit très énergiquement sur le téléphone. L'appareil utilise directement la tension du secteur alternatif. — E. Darmois.

Inducteur électromagnétique. — Richardson (L.-F.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **35** (1923), 213]. — Appareil de démonstration comprenant deux roues de bicyclette tournant en sens inverse dans le champ terrestre. — Ed. Salles.

Note sur l'induction électromagnétique et le mouvement relatif. — Swann (W.-F.-G.) [*Phys. Rev.*, **17** (1921), 242]. — Réplique au D[r] Barnett, à propos d'une expérience faite par celui-ci (effet électrique produit par un aimant en mouvement uniforme). La gaîne métallique entourant le condensateur fait écran électrostatique. — M. Courtines.

Sur l'électrodynamique des milieux homogènes et isotropes en repos. — Roy (L.) [*C. R.*, **174** (1922), 1229]. — La théorie électrodynamique de Helmholtz fait intervenir une constante λ, assujettie seulement à ne pas être négative. Duhem avait conclu des expériences de M. Blondlot sur les phénomènes de propagation le long d'un fil conducteur que λ est le produit du pouvoir inducteur spécifique du vide par sa perméabilité. L'auteur montre que cette constante doit être nécessairement nulle. — A. Blanc.

Sur les actions électromagnétiques dans un système isotrope. — Roy (L.) [*C. R.*, **174** (1922), 1 448]. — Duhem a établi les actions électromagnétiques s'exerçant dans un système isotrope dans l'hypothèse où les courants sont distincts des aimants. La note actuelle a pour but de montrer que les formules de Duhem subsistent dans le cas général où les courants circulent dans la substance magnétique. — A. Blanc.

Capacité effective d'une bobine spirale. — Breit (G.) [*Phil. Mag.*, **44** (1922), 729-740]. — L'auteur appelle bobine-spirale (exactement bobine-gaufre, *pancake coil*) une bobine dont les spires sont toutes dans un même plan en spirale. On admet que le nombre de tours est grand, que les tours sont au contact et que l'isolant a une épaisseur négligeable. Dans ces conditions, la bobine équivaut à un disque où le potentiel varie comme dans la bobine.

La méthode employée consiste à rechercher quelle distribution des charges sur le fil satisfera à la loi que la force électromotrice induite entre le centre et un point de la bobine soit proportionnelle au carré de la distance du point au centre.

Cette loi est en effet *approximativement* réalisée pour les bobines comprenant un nombre fini de tours. On calcule ensuite le coefficient d'induction mutuelle de la partie de la bobine comprise entre les cercles de rayon r et $r + dr$. Et l'on porte les valeurs trouvées dans une formule donnée antérieurement par l'auteur [*Phys. Rev.*, 17 (1921), 649; *Journ. de Phys.*, 2 (1921), 382 D] reliant la capacité à ces deux quantités.

Pour le détail du calcul, on se reportera au mémoire; le résultat final est le suivant :

La capacité effective d'une bobine spirale de rayon a est

quand le centre est au sol	0,567 a μμF (10^{-12} farad)
quand le bord est au sol	0,330 a μμF
quand elle est isolée	0,252 a μμF

L'expérience vérifie convenablement ces résultats. — A. Foch.

Mesures.

Le voltmètre à couronne et la rigidité diélectrique de l'air. — **Whiteheard (J.-B.), Hophins (J.) et Isshiki (T.)** [*R. G. E.*, **12** (1922), 1009-1011] — Le voltmètre employé consistait en un cylindre le 60,95 cm de hauteur, de 94,67 cm de diamètre, perforé, placé à l'intérieur d'un récipient métallique de 291 cm de hauteur et de 55,9 cm de diamètre extérieur. Les tiges centrales, au nombre de 11, en acier poli et nickelé, avaient des diamètres variant entre 0,1038 cm et 1,2665 cm.

Si E_v représente le taux critique de variation de la tension dans l'air, à la surface de la tige, c'est-à-dire $E_v = \dfrac{E_n}{r \log_e \dfrac{R}{r}}$, R et r étant les rayons des électrodes; δ, la densité du gaz.

$$\frac{E_0}{\delta} = A + \frac{B}{\sqrt{\delta r}}.$$

Pour savoir quand la couronne se produit, on peut placer à l'intérieur de l'appareil un microphone relié à un téléphone, grâce auquel on perçoit le bruit caractéristique de la couronne. On peut encore employer un dispositif galvanométrique basé sur l'ionisation du gaz, sous l'influence de la couronne.

Les couronnes positive et négative obéissent à la loi donnée ci-dessus, mais les constantes A et B sont très différentes; en fait, on obtient bien deux droites différentes si l'on porte $\frac{E_0}{\delta}$ en ordonnées, et $\frac{1}{\sqrt{\delta r}}$ en abscisses. En courant alternatif, la loi est exprimée par $\frac{E_0}{\delta} = 44{,}03 + \frac{8{,}541}{\sqrt{\delta r}}$.

Cette loi a été vérifiée jusqu'à 150 000 volts.

Pour mesurer une tension inconnue, on fait varier la pression. Cet appareil a de nombreux avantages, les mesures sont exactes à 0,5 p. 100 près. Un modèle était en construction pour atteindre 300 000 volts. — E. Salles.

Voltmètre à corona. — **Inouye (N.)** [*Journ. Inst. El. Eng. Japan*, (1922), 83-98]. — Le monde ingénieur est à la recherche d'un procédé de mesure des très hautes tensions et le voltmètre à corona semble devoir donner toute satisfaction.

L'auteur examine cet appareil au point de vue théorique et éclaircit un certain nombre de points intéressants relatifs au fonctionnement du voltmètre à corona. Le voltmètre employé ordinairement pour les hautes tensions est du type à éclatement entre électrodes de forme convenable, généralement sphériques : dans le cas du voltmètre à corona, la tension est obtenue au moyen de la mesure du diamètre de la gaine lumineuse sur un fil de diamètre donné placé dans des conditions bien définies par rapport au milieu extérieur. La difficulté réside principalement dans la détermination du moment précis où se produit la couronne; cette observation peut se faire de trois manières différentes : 1° par vision ; 2° par le son émis; 3° par la décharge dans l'atmosphère. La première méthode donne des résultats incertains; l'auteur a étudié plus particulièrement les deux autres et l'article reproduit les résultats de ses recherches; pour mettre en évidence le son ou la décharge, il a utilisé les amplificateurs à lampes et ces deux méthodes out été ensuite comparées à l'éclateur pour vérification. — E. B.

Electroscope à charge automatique. — **Holweck** [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 64].

Nouvel instrument pour la mesure des différences de potentiel. — **Amaduzzi (L.)** [*Nuov. Cim.*, **23** (1922), 77-95]. — C'est un électroscope à feuille d'or dont la cage métallique cylindrique porte une fenêtre d'ouverture variable suivant une génératrice. En modifiant cette ouverture on fait varier la sensibilité dans de très larges limites. La cage porte de plus deux trous suivant un diamètre horizontal. La lecture se fait en projetant par l'un des trous l'image réelle d'une règle dans le plan de la feuille d'or et observant par l'autre trou avec une loupe ou une lunette. La mesure de potentiels élevés n'offre alors aucun danger pour l'observateur. Graduation empirique. — R. Chevallier.

Sur la mesure des isolements par la méthode dite d'accumulation. — **Chaumat (H.)** [*C. R.*, **174** (1922), 286]. — La méthode d'accumulation consiste à charger un condensateur de capacité connue, avec une force électromotrice connue, à travers la résistance d'isolement R à mesurer, et à déterminer la différence de potentiel qui existe entre les deux armatures au bout d'un temps t : on en déduit la valeur de R. Cette méthode convient à des valeurs très grandes de R et il faut alors tenir compte des fuites qui se produisent d'une armature à l'autre à travers l'isolant du condensateur lui-même ; la formule est plus compliquée et elle montre que, dans ces conditions, la différence de potentiel entre les armatures du condensateur tend vers une limite qui peut être très inférieure à la force électromotrice qui sert à le charger. Il en résulte que si t est choisi trop grand, la limite est pratiquement atteinte et la méthode n'a plus aucune précision ; il faut toujours faire deux lectures correspondant à deux temps t et t' et s'assurer qu'on trouve deux valeurs nettement différentes pour la différence de potentiel ; sinon, il faut diminuer t. — A. Blanc.

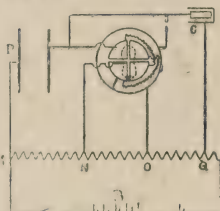
Sur un dispositif simple pour la mesure des potentiels élevés, et son application à la détermination du potentiel explosif de quelques gaz. — **Keil (K.)** [*Zeits. f. Phys.*, **10** (1922), 308-316]. — Entre les deux pôles d'une machine à influence de Toepler on place, en dérivation, l'étincelle de mesure, une deuxième étincelle destinée à régulariser le potentiel, et, par l'intermédiaire d'une grande résistance (5.10^8 ohms) et d'une bobine de self, un galvanomètre. L'appareil est étalonné en mesurant le potentiel explosif dans l'air ; l'auteur a ensuite mesuré les

potentiels explosifs, pour des étincelles de 0,5 à 5 mm, dans les gaz suivants : N^2 O^2, CO^2, H^2, CO, NO, CH^4, C^2H^4, C^2H^2, C^3H^6, CH^3Br, C^2H^5Cl, CH^3CHO, NO^2.

G. Bruhat.

Sur la théorie des instruments de mesure électrostatiques et en particulier de l'électromètre monocorde. — **Matthies** [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, 3 (1921), 318]. — L'auteur a déduit du principe d'Hamilton les conditions du mouvement et de l'équilibre d'un système de conducteurs quelconques et les a appliquées au cas d'un électromètre monocorde symétrique. Les formules théoriques concordent avec l'expérience pour les différents modes de connexion. L'étude a été faite à l'aide d'un instrument à fil de tungstène. — R. Fric.

Un dispositif de compensation pour les mesures électrostatiques. — **Swann (W.-F.-G.)** [*Phys. Rev.*, 17 (1921), 240-242]. — La figure ci-contre indique le montage, qui supprime aisément les variations de la tension de charge de l'aiguille et celles de la tension qui alimente le condensateur P (chambre d'ionisation, par exemple). M Q est une résistance métallique élevée plongée dans l'huile. C'est un condensateur auxiliaire. — M. Courtines.



Détermination de la première élongation dans les électromètres de Braun et Haga. — **Hermann (H.)** [*Zeits. f. Inst.*, 43 (1923), 274-278]. — Les électromètres à aiguille rigide mobile autour d'un axe horizontal, du genre Braun ou Haga, ont des oscillations dissymétriques, de sorte qu'il est impossible de calculer par les formules habituelles la déviation d'équilibre, lorsqu'on connaît les premières élongations.

L'article actuel est l'exposé d'une méthode permettant de lever la difficulté, dont la cause première ne ressort pas très nettement. — A. Foch.

Appareil enregistreur pour la prise automatique des courbes telles que les courbes d'ionisation. — **Knipping (P.)** [*Zeits. f. Inst.*, 43 (1923), 242-257]. — L'appareil décrit est destiné à enregistrer les caractéristiques d'ionisation dans un gaz, c'est-à-dire les courbes donnant, en fonction de la tension E accélérant les électrons, l'intensité I du courant d'ionisation. Il comporte essentiellement :

1. Un potentiomètre, sur lequel un curseur C permet de prendre des tensions E variant entre 0 et 20 volts par exemple.

2. Un cylindre enregistreur, recouvert d'un papier photographique, et pouvant recevoir un mouvement de rotation autour de son axe ; le mouvement du cylindre est commandé par le déplacement du curseur C, de façon que les rotations soient proportionnelles aux tensions prises sur le potentiomètre.

3. Un galvanomètre mesurant le courant d'ionisation I. Sous l'influence de ce courant, un spot subit un déplacement *parallèle* à l'axe du cylindre enregistreur. On a ainsi les caractéristiques d'ionisation.

Divers perfectionnements permettent l'étalonnage (en volts) des rotations du cylindre, l'inscription de plusieurs courbes sur le même papier, etc.

A. Foch.

Nouveaux électromètres à grande sensibilité. — **Szilard (B.)** [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1923), 255-257].

Millivolt-ampèremètre double à équipage unique et à miroir. — Garvin (M.) [*Bull. Soc. fr. Phys.*, (1922), 114-115].

Un galvanomètre à cadre mobile de haute sensibilité. — Zernike (F.) [*Proc. Amst.*, **24** (1922), 239-245]. — L'auteur discute le problème suivant : comment réaliser un galvanomètre à réflexion et à cadre mobile aussi sensible que possible ? On conclut que l'on doit, pour avoir une grande sensibilité, non seulement réduire la résistance du galvanomètre comparée à la résistance extérieure, mais aussi que *le moment d'inertie du cadre mobile doit être petit par rapport à celui du miroir*. Suivent les renseignements techniques nécessaires pour la réalisation de cette condition. — L. Brüninghaus.

Sur la sensibilité des galvanomètres balistiques. — Wilson (E.) [*Proc. Phys. Soc. London*, **34** (1922), 55-65]. — 1. Ce travail est relatif à une méthode qui a pour résultat de diminuer grandement les effets produits par un amortissement excessif dans les galvanomètres à cadre mobile. Le circuit est ouvert après un intervalle de temps qui est petit par rapport à la période de l'instrument. Cela donne naissance à une première déviation plus considérable, et, en conséquence, à une plus grande sensibilité.

2. *Discussion analytique*. La théorie montre que la sensibilité du galvanomètre est plus grande lorsqu'on emploie la méthode décrite dans ce travail. Pour les mesures de *quantité*, elle est aussi satisfaisante et plus simple à appliquer que la méthode ordinaire.

a) *Intervalle de temps constant de fermeture du circuit secondaire et résistance totale constante.* — Les valeurs de la quantité d'électricité sont directement proportionnelles à la première déviation. Les expériences montrent que cela est vrai dans les limites des erreurs d'observation.

b) *Résistance variable du circuit secondaire.* — On démontre que la quantité d'électricité Q est proportionnelle à $\frac{(\text{déviation})}{R} \varepsilon^{\frac{\alpha t_1}{R}}$, où R est la résistance totale ; t_1, la durée de la fermeture du circuit secondaire, et α, une constante.

c) *Quantité d'électricité constante et résistance totale variable.* — La première déviation observée est égale à $\frac{\beta}{R\varepsilon^{\frac{\alpha t_1}{R}}}$, où α et β sont des constantes instrumentales.

3. *Confirmation expérimentale de la théorie.* — Des expériences ont été faites pour contrôler l'exactitude de la théorie, l'intervalle de temps t_1 étant déterminé : *a*) par un poids tombant avec une vitesse uniforme, et qui rencontre successivement deux leviers, le premier levier interrompant le circuit primaire d'une inductance mutuelle, et le second interrompant le circuit secondaire ; et *b*) par un poids tombant librement, abandonné en actionnant l'interrupteur primaire.

4. *Essai du fer.* — La méthode a été appliquée à l'essai du fer, plongé dans un champ magnétique de l'ordre de 7.10^{-6} C. G. S., l'induction magnétique correspondante, $\mathcal{B}$ étant de l'ordre de 1 000. 10— C. G. S. Le gain en sensibilité a conduit à une exactitude des résultats plus grande que par d'autres méthodes.

L. Brüninghaus.

Les conditions optima de sensibilité des galvanomètres balistiques en circuit fermé. — Staring (A.-J.) [*Arch. Sc. Phys. Nat.*, **4** (1922), 376-378]. — L'auteur établit et discute les conditions générales de sensibilité des galvano-

mètres balistiques en fonction du champ dans l'entrefer et du nombre de tours du cadre mobile, pour des expériences en circuit fermé. — Mg. J. Rivière.

Sur le galvanomètre balistique. — Chaumat (H.) [*C. R.*, 174 (1922), 32]. — Quand on introduit le rapport m de l'amortissement du galvanomètre balistique fonctionnant dans des conditions quelconques à l'amortissement correspondant à la périodicité critique, on obtient des formules donnant l'élongation de l'appareil qui sont préférables aux formules classiques, car elles sont utilisables pour tous les galvanomètres et permettent d'établir *des équations réduites* ; l'une de ces formules correspond au cas où m est supérieur à l'unité (mouvement apériodique) ; l'autre au cas où m est inférieur à l'unité (mouvement périodique amorti).

On peut étudier comment varie, pour la même vitesse initiale, l'élongation θ d'un galvanomètre à cadre mobile en fonction de la résistance R du circuit ; la courbe qui représente θ en fonction de R passe par l'origine, est constamment croissante avec R et tend vers une limite quand R augmente indéfiniment ; la courbe totale comprend deux courbes qui se raccordent au point qui correspond à la résistance critique ($m = 1$), mais elles ont même tangente en ce point. Ces résultats sont en contradiction avec ceux de M. Germani [*R. G. E.*, 26 juillet 1919]. A. Blanc.

Sur l'application du galvanomètre balistique aux essais de fer. — Chaumat (H.) [*C. R.*, 174 (1922), 155]. — Quand on emploie le galvanomètre balistique à cadre mobile pour mesurer une variation de flux $\Delta \Phi$, la quantité d'électricité induite varie en raison inverse de la résistance totale R du circuit induit; mais l'amortissement augmente quand R diminue et cela a pour effet de diminuer l'élongation : on peut donc se demander s'il y a une valeur de R rendant l'élongation maxima. Il n'en est rien : l'élongation diminue régulièrement quand R augmente, et on a toujours intérêt à diminuer R le plus possible. Si on n'applique pas cette règle, d'habitude, quand on fait un essai de fer, c'est uniquement pour faciliter l'étalonnage du galvanomètre. — A. Blanc.

Mesure d'un intervalle de temps au moyen d'un galvanomètre ayant les caractéristiques d'un fluxmètre. — Klopsteg (P.-E.) [*Phys. Rev.*, 19 (1922), 61-64]. — L'auteur analyse le mouvement d'une bobine complètement amortie, soumise à un couple de torsion nul, conditions réalisées par le fluxmètre type. Il établit tout d'abord l'équation du mouvement, puis détermine quelles sont la position, et la vitesse angulaire de la bobine partie du repos, à l'instant τ, après qu'un courant constant y a été lancé.

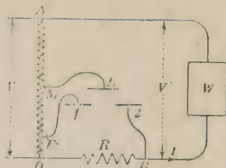
Supposant ensuite qu'à l'instant τ le courant est interrompu, θ et ω_τ devenant les conditions initiales il détermine à partir de l'équation précédente l'angle maximum d'écart en fonction de τ.

La déviation est directement proportionnelle au courant et au temps pendant lequel ce dernier circule (dans les limites où le couple magnétique est proportionnel au courant).

Pour mesurer des intervalles de temps avec un tel appareil il faut l'étalonner, mais la relation entre la déviation et le temps est pour un courant constant sensiblement linéaire. — R. Fric.

Méthode de zéro pour la mesure du facteur de puissance et de la résistance effective, dans les circuits à courant alternatif, à l'aide de l'électromètre à quadrants. — Owen (D.) [*Proc. Phys. Soc. London*, 35 (1923),

140-150]. — Perfectionnement à la méthode indiquée par H. Parry [*Proc. Phys. Soc. London*, 33 (1921), 127]. — L'aiguille de l'électromètre est reliée au point M milieu d'une résistance sans self OA. On amène l'aiguille au zéro en déplaçant le curseur P, relié à un des quadrants ; si OA/OP $= N$, on a la puissance :



$$W = \frac{V^2}{R}\left(\frac{1}{N} - \frac{1}{N^2}\right).$$

La résistance et le facteur de puissance sont obtenus en reliant l'aiguille au point O et en cherchant une nouvelle position du curseur P qui la ramène au zéro. Si l'on a OA/OP $= N'$:

$$R_e = R\,(N-1)\,\frac{N^2}{N'^2}$$

$$\cos\varphi = \frac{N'^2\,(N-1)}{N\sqrt{N^2\,(N'^2-1) - 2N'^2\,(N-1)}}.$$

L'auteur propose des variantes de ce montage, par utilisation d'un transformateur abaisseur de tension à la place de OA ; la méthode devient plus facilement applicable aux hautes tensions. — C. Florisson.

Le wattmètre électrostatique. — Addenbrooke (G.-L.) [*Electr.*, 88 (1922), 466-469]. — L'auteur, après avoir indiqué les perfectionnements apportés dans l'électromètre de Kelvin dont il a pu augmenter la sensibilité dans un rapport de 1 à 30, signale les applications à la mesure des courants alternatifs et notamment des pertes dans les diélectriques, c'est-à-dire sous des facteurs de puissance très faibles. L'équation de Maxwell est utilisée sous la forme :

$$W = \frac{1}{R}\left(\frac{\theta}{L} - \frac{C^2R}{2}\right),$$

où W représente la puissance en watts dépensée dans le circuit ; θ, l'élongation ; L, la constante de l'appareil; R, la valeur en ohms de la résistance série non inductive et $\frac{C^2R}{2}$, les pertes dans la moitié de la résistance série. On obtient les positions correspondant aux très faibles valeurs du facteur de puissance en prenant le cas limite $W = 0$; on a toujours une déviation positive due aux pertes dans la moitié de la résistance série. La sensibilité de l'appareil peut être accrue en augmentant la tension de l'aiguille et il est ainsi possible de mesurer des facteurs de puissance de 0,1 p. 100 à moins de 10 p. 100 près. Avec un tel facteur de puissance, l'auteur a pu mesurer des capacités de 1/1000 microfarad. Une autre méthode de mesure est également indiquée, dans laquelle le circuit est shunté et l'aiguille du wattmètre connectée au point milieu ; l'élongation donne alors directement la perte dans le condensateur essayé. L'appareil convient également pour les mesures sur circuits indirects à faible facteur de puissance et peut être employé comme ampèremètre. — A. R.

Le facteur de puissance et sa mesure. Quelques appareils de Everett, Edgcumbe. — [*El. Rev.*, 90)1922), 655-657]. — On connaît la tendance actuelle des sociétés de distribution à faire payer la composante déwattée du courant fourni aux abonnés ; il faut, en effet, remarquer que, pour un facteur de puissance égal à

0,7, les pertes en RI^2 dans tous les conducteurs sont doubles de celles obtenues avec un facteur de puissance égal à l'unité. En général, le secteur admet qu'il peut fournir le courant au prix normal, lorsque le facteur de puissance est égal à 0,8; pour une valeur plus grande, il consent à faire une remise et fait, au contraire, payer un supplément si la valeur de ce facteur descend au-dessous de 0,8. La difficulté principale pour le client consiste à connaître la valeur de ce facteur de puissance; la maison Everett, Edgcumbe a créé un type d'appareil transportable qui permet d'obtenir rapidement, non le facteur de puissance, mais les volts-ampères réactifs, composante déwattée qui permet de déterminer le facteur de puissance. L'appareil est un enregistreur de la composante déwattée, le graphique peut facilement être planimétré et procurer ainsi la valeur moyenne du facteur de puissance de l'installation pendant une période de temps déterminée. La même maison construit aussi un appareil de tableau donnant directement la valeur du facteur de puissance à un instant quelconque. L'article est complété par quelques photographies de ces appareils. — E. B.

La mesure de la puissance par l'électrodynamomètre différentiel. — **De la Gorce** (P.) [*C. R.*, **174** (1922), 607]. — Description de la méthode utilisée au Laboratoire central d'Electricité pour l'étalonnement des wattmètres en courant alternatif; elle consiste essentiellement à équilibrer la puissance à déterminer, ou une fraction connue de celle-ci, par une autre puissance facilement mesurable. On utilise pour cela un électrodynamomètre très sensible comportant deux bobines fixes identiques, B_1 et B_2, et une bobine mobile b; les bobines B_1 et b sont parcourues par un courant en phase avec la tension aux bornes du circuit d'utilisation; B_2, par un courant en phase avec le courant du circuit d'utilisation. — A. Blanc.

Sur la mesure des puissances en courants alternatifs dans les cas anormaux. — **Chaumat** (H.) [*C. R.*, **174** (1922), 545]. — Quand on utilise le wattmètre pour la mesure des puissances en courant alternatif, pour avoir la puissance vraie, il faut multiplier la puissance lue, telle qu'elle résulte de l'étalonnage du wattmètre en courant continu, par un facteur de correction, qui fait intervenir le déphasage du courant dans le circuit à fil fin par rapport à la différence de potentiel aux bornes du circuit d'utilisation et le déphasage propre au circuit d'utilisation lui-même, ou, ce qui revient au même, le facteur de puissance de ce circuit; quand ce facteur de puissance est assez voisin de l'unité (*cas normaux*), on peut confondre pratiquement la puissance lue et la puissance vraie; mais quand il est très faible (*cas anormaux*), il n'en est plus de même. On peut alors mettre en parallèle avec le circuit d'utilisation anormal un circuit auxiliaire normal (non inductif) : l'ensemble constitue un circuit normal, dont on peut mesurer la puissance correctement au wattmètre. On mesurera ensuite de même la puissance dépensée dans le circuit auxiliaire seul, la différence de potentiel étant ramenée très exactement à la même valeur; la puissance du circuit d'utilisation anormal s'obtiendra alors par différence. — A. Blanc.

Sur un dispositif permettant l'élimination et la détermination du facteur de correction des wattmètres. — **Chaumat** (H.) [*C. R.*, **174** (1922), 1007]. — Le dispositif consiste à constituer le cadre mobile à fil fin par deux circuits identiques isolés l'un de l'autre et superposés, qui peuvent être mis en parallèle ou en série, la résistance totale étant maintenue constante à l'aide de résistances additionnelles convenables. Le circuit à gros fil est lui-même formé de deux enroulements qui peuvent être mis également en série ou en parallèle. Deux

lectures faites, la première en mettant les deux enroulements du circuit à fil fin en parallèle et les deux enroulements du circuit à gros fil en série, la deuxième en mettant les deux enroulements du circuit à fil fin en série et ceux du circuit à gros fil en parallèle, permettent d'éliminer le facteur de correction de l'instrument. Cette méthode supprime l'inconvénient qu'il y a d'ordinaire à augmenter le nombre des spires du circuit mobile, de sorte qu'elle permet de réaliser des appareils plus robustes et plus sensibles. — A. Blanc.

Sur un nouveau wattmètre. — **Chaumat (H.)** [*C. R.*, **174** (1922), 866]. — M étant le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits d'un wattmètre et α l'angle des deux plans d'enroulement de ces deux circuits, la condition pour qu'un appareil à lecture directe soit *à indications proportionnelles* est que M soit une fonction linéaire de α. Cette condition ne peut être réalisée qu'approximativement par des artifices de construction. Description d'un appareil dans lequel cette condition est rigoureusement remplie, M étant constamment nul. — A Blanc.

La mesure de la densité du flux dans l'entrefer d'un circuit magnétique. — **Conly (W.-P.)** [*Journ. Inst. El. Eng.*, **61** (1923), 161-166]. — Description d'une balance magnétique et de quelques expériences exécutées avec elle. L'auteur pense avoir réalisé un grand progrès parce qu'il paraît ignorer les méthodes de laboratoire pour la mesure des champs magnétiques. — R. Fortrat.

REVUE DES LIVRES

Cours de physique générale. Tome III. (2e édition). — **Ollivier (H.)** [1 vol, 25 cm × 16 cm, 712 p., J. Hermann, Paris, 1923]. — Le tome III de la 2e édition de cet ouvrage (Mouvements vibratoires. Acoustique. Optique physique. Ondes électromagnétiques. Electro-optique. Effets optiques du mouvement) qui paraît aujourd'hui, possède les mêmes qualités que les tomes précédents dont nous avons rendu compte en leur temps [*Journ. de Phys.*, **4** (1923), 255 D]. Ce tome a été aussi profondément remanié que les précédents. Signalons, entre autres, le développement pris par le chapitre consacré à la radiotélégraphie, une exposition de la question des « cristaux liquides » suivant les vues de M. Friedel (corps mésomorphes) et de questions à l'ordre du jour, comme les effets Doppler-Fizeau, Sagnac et bien d'autres questions. — P. Sève.

Cours d'électricité. — **Bruhat (G.)** [1 vol, 24 cm × 16 cm, 712 p., Masson, Paris, 1924]. — Cet important volume représente le cours de licence fait par l'auteur à la Faculté de Lille. L'enseignement de l'électricité devient un des plus importants chapitres de la physique.

Les applications industrielles ont pris un extraordinaire développement, en même temps que les progrès de nos connaissances sur les atomes nous montrent que les propriétés électriques sont à la base même de la structure de la matière ; la connaissance des théories électroniques est maintenant indispensable à l'ingénieur, qui en rencontre, à chaque pas, de nouvelles applications ; et le physicien ne doit pas ignorer les progrès de la technique électrique. Le sujet, ainsi conçu, est extrêmement vaste ; félicitons M. Bruhat d'avoir pu en donner un excellent exposé, qui rendra service aux étudiants comme à ceux qui, leurs études terminées, demandent à un livre de ce genre de leur rappeler avec exactitude les notions essentielles.

L. Brillouin.

Le principe de relativité — **Langevin (P.)** [1 vol., 23 cm × 14 cm, 62 p., Chiron, Paris, 1923]. — Cette brochure est la réimpression d'une conférence faite par M. Langevin à la Société des Electriciens en décembre 1919 sur les théories de la relativité, restreinte puis généralisée.

Nul mieux que M. Langevin n'était qualifié pour présenter un exposé d'ensemble sur ces sujets, avec une clarté et une simplicité remarquables.

L. Brillouin.

L'évidence de la théorie d'Einstein. — **Drumaux (P.)** [1 vol., 25 × 16 cm², 72 p., Hermann, Paris, 1923]. — Quelques pages claires, sans emprunt au symbolisme mathématique, sur les bases de la théorie de la relativité.

L'auteur s'efforce de réduire la théorie à des principes logiquement « évidents ».

J. Rossignol.

Introduction au calcul tensoriel. — **Juvet (G.)** [1 vol., 25 × 16 cm², 100 p., Blanchard, Paris, 1922]. — Exposé intéressant, suivant la méthode de H. Weyl, des fondements de la théorie des tenseurs. L'auteur insiste en particulier sur la notion de déplacement parallèle et expose à ce propos la méthode de Levi-Civita.

J. Rossignol.

Note sur le calcul tensoriel. — **De Pompignan (A.)** [1 vol., 25 × 16 cm², 32 p., Hermann, Paris, 1923]. — Exposé clair et concis de la théorie des tenseurs.

J. Rossignol.

Les divers aspects de la théorie de la relativité. — **Villey (J.)** [1 vol., 25 cm × 17 cm, 95 p., Gauthier-Villars, Paris, 1923]. — Ce petit livre, que présente au public une préface de M. Brillouin, est un exposé critique des idées de la relativité ; l'auteur a suivi le plan des leçons données au Collège de France par M. Langevin, une de ces dernières années. Ce livre ne vise pas à être un traité complet, c'est plutôt une trame, où l'enchaînement des faits et des idées est nettement noté, et qui permet d'en suivre la logique sévère et l'harmonie intime.

L. Brillouin.

Radiophones. — [*Nat.*, **111** (1923), 628-629]. — Analyse de divers ouvrages de téléphonie sans fil pour amateurs. — L. Brüninghaus.

Report on series in line Spectra. — **Fowler (A.)** [1 vol., 26 × 18 cm², 184 p., *Fleetway Press*, 1922]. — Cet ouvrage, qui est publié sous les auspices de la Société de Physique de Londres, constitue l'exposé le plus clair, sinon le plus complet, qu'on ait écrit jusqu'à présent sur la structure des spectres de raies. Il est divisé en deux parties, dont la première contient en 75 pages à peu près tout ce qu'on sait aujourd'hui sur les caractères généraux des raies spectrales, tandis que la seconde comprend les tables, disposées de la façon la plus claire, des séries reconnues dans les spectres de raies des divers éléments.

Après avoir rappelé dans un premier chapitre quelles sont les données, longueurs d'onde et fréquences, intensités et caractères physiques, des raies qui servent de point de départ aux recherches sur la structure des spectres, après avoir établi la distinction essentielle entre les spectres d'arc et les spectres d'étincelle, l'auteur trace, dans le deuxième chapitre, l'histoire des travaux qui ont abouti à la reconnaissance des raies spectrales, depuis les remarques de Livring et Dewar et

de Harthy (celles de Mascart ont été oubliées), jusqu'aux travaux de Rydberg et de Kayser et Runge, en passant par la découverte de la série de Balmer.

C'est dans le troisième chapitre, un des plus intéressants de l'ouvrage, que l'auteur donne les traits caractéristiques de la systématique des séries dont le type général est fourni par les raies du spectre de l'hydrogène. Après avoir donné la formule générale des séries de l'hydrogène, il indique brièvement les caractères du système de quatre séries qui forment la charpente des spectres de raies des divers éléments, il énonce de la façon la plus claire les relations qui existent entre ces quatre séries et que traduisent en partie les règles de Schuster-Rydberg et de Runge, les propriétés des raies de doublets et de triplets. Il aborde ensuite l'étude des cas plus compliqués où les composantes principales des doublets ou des triplets sont accompagnées de satellites, donne l'interprétation des nombres d'onde négatifs qui représentent la première raie de certaines séries, expose en quoi consiste le principe de combinaison de Ritz et en quoi les séries des spectres d'étincelle diffèrent des séries des spectres d'arc. Il termine le chapitre en indiquant brièvement les caractères physiques qui sont communs aux raies d'une même série et en signalant l'existence de ces nombreux spectres où l'on n'a pas encore trouvé des séries, mais seulement des groupes de raies qui se répètent à intervalles constants dans l'étendue d'un spectre.

Les deux chapitres (V et VI) qui suivent ont un caractère plus technique ; ils ont pour objet l'étude des diverses formules qui, depuis le travail fondamental de Rydberg ont été introduites par différents auteurs pour représenter les séries spectrales : les plus importantes de ces formules sont, comme on le sait, celles de Ritz et de Hicks. Mais il n'y en a aucune qui soit complètement satisfaisante. Il y a des séries anormales, non seulement par la distribution des intensités de leurs raies et la fonction des satellites des raies principales, mais encore, comme le montre l'auteur dans le chapitre VII, par l'espacement de leurs membres successifs. Si d'ailleurs il existe des analogies qualitatives très marquées entre la structure des séries spectrales des éléments d'une même famille chimique, on n'est pas arrivé à établir de relation quantitative certaine, ayant un caractère physique, entre les constantes caractéristiques des séries du spectre d'un corps et les constantes atomiques de ce corps : c'est ce que montre l'auteur dans le chapitre VII, où il examine les travaux de Rydberg, de Ritz, de Ramage, de Ritz et de Runge, et dans le chapitre VIII où il discute les résultats des calculs de Hicks. Les conclusions de cet examen et de cette discussion sont assez décevants : le lecteur aura une impression toute contraire en lisant le chapitre IX ; il y verra quelle lumière a été introduite dans le problème de la structure des spectres par la théorie de Bohr et quel appui celle-ci a reçu des recherches sur les potentiels d'ionisation. Il lui suffira ensuite de jeter un coup d'œil sur les tables qui forment la seconde partie de l'ouvrage pour comprendre quel excellent instrument de travail constitue ce « rapport » de Fowler. — F. Croze.

Discours de la nature de l'air. De la végétation des plantes. Nouvelle découverte touchant la vue. — Mariotte (E.) [1 vol., 19 cm × 12 cm, 120 p., Gauthier-Villars, Paris, 1923]. — Un discours et deux lettres d'Edme Mariotte recueillis dans la « Collection de mémoires et ouvrages des Maîtres de la pensée scientifique ».

Les isotopes. — Damiens (A.) [1 vol., 25 × 17 cm², 114 p., Gauthier-Villars, Paris, 1923]. — Ce petit livre, écrit pour les chimistes par un chimiste, se recommande, à ce titre même, à l'attention des physiciens. Ils liront, en particulier, avec intérêt le chapitre relatif à la séparation des isotopes. — P. Job.

Recherches expérimentales sur les spectres de la décharge oscillante. — **Williams (A.-T)** [1 vol., 28 cm × 19 cm, 232 p. Université de Buenos-Ayres, 1915]. — Cette thèse fait partie de la série de travaux inaugurés par Schuster et Hemsalech, continuée par Néculcéa et Joye, sur les spectres des étincelles oscillantes. Le plan qui a été suivi dans sa rédaction est visiblement inspiré de celui des thèses de Hemsalech et de Néculcéa. Un premier chapitre retrace l'histoire des études sur les spectres électriques, spectres d'arc et spectres d'étincelle. Le second chapitre est consacré à la théorie des appareils spectraux; il résume cette théorie interférentielle des appareils spectraux que Néculcéa a exposée dans sa thèse d'après les mémoires de Wadsworth et qui contient une erreur fondamentale, relevée par Schuster, sur l'évaluation du pouvoir séparateur des spectroscopes. Les chapitres suivants, du troisième au septième inclus, contiennent une description détaillée de l'installation et du réglage d'un spectographe, de même que du dispositif électrique qui sert à produire des étincelles oscillantes, et de la technique employée pour mesurer l'intensité et la longueur d'onde des raies spectrales, un exposé résumé de la théorie de la décharge d'un condensateur, des expériences classiques de Feddersen et de Schuster et Hemsalech sur la constitution de l'étincelle, des expériences de Hemsalech, de Néculcéa et de Joye relativement à l'influence de la self-induction et de l'intensité du courant dans le circuit de décharge sur la structure du spectre obtenu, des travaux de A. de Gramont sur les spectres de dissociation et sur les raies ultimes des éléments, des recherches faites de divers côtés au sujet de l'influence de la pression sur la position des raies spectrales.

Les chapitres 8, 9 et 10, 64 pages sur les 224 pages de l'ouvrage, contiennent l'exposé des études de l'auteur sur les spectres d'étincelle des métaux alcalino-terreux, du manganèse et du cuivre, du magnésium, du zinc et du cadmium. En utilisant des circuits de décharge dans lesquels la capacité varie du simple au double et la self-induction passe de 0 à 393.10^5 C.G.S., en comparant les variations d'intensité des raies qu'il a observées avec les intensités de ces mêmes raies dans l'arc et dans la flamme (Watteville) il est arrivé à distribuer les raies obtenues dans les spectres d'étincelles oscillantes en cinq classes : I, raies d'égale intensité dans l'arc et dans l'étincelle de capacité ; II, raies plus fortes dans l'arc que dans l'étincelle ; III, raies plus fortes dans l'étincelle que dans l'arc ; IV, raies caractéristiques de l'arc ; V, raies caractéristiques de l'étincelle. Ce sont les raies des classes V et III qui s'affaiblissent ou disparaissent quand on augmente la self-induction du circuit de décharge, tandis que les raies des autres classes sont peu affectées : les raies ultimes des éléments sont particulièrement peu sensibles aux changements des éléments du circuit de décharge.

Dans un dernier chapitre, l'auteur discute la théorie de Lockyer sur l'origine des spectres. Il conclut en disant que de cette théorie on doit retenir l'idée d'après laquelle à des spectres différents d'un même corps correspondent des systèmes vibrants de structure différente mais qu'on doit rejeter la conception d'une origine purement thermique des spectres et de leurs variations. — F. Croze.

Aggregatzustände. Die Zustandsänderungen der Materie in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. — **Tammann (G.)** [1 vol., 23 cm × 16 cm, 294 p., Leopold Voss, Leipzig, 1922]. — Ce volume est en quelque sorte la suite et le complément de l'ouvrage « Kristallisieren und Schmelzen » [Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1903] du même auteur et des études qu'il a fait paraître de 1909 à 1914 dans les *Annalen der Physik*, sous le titre « Zur Thermodynamik der Einstoffsysteme. » Il reprend cependant un certain nombre de points déjà traités dans ces livres d'une manière moins théorique.

L'auteur commence par des généralités sur les divers états de la matière, en insistant particulièrement sur les deux états solides : cristallin et vitreux ; puis il étudie les équilibres entre les divers états de la matière au point de vue thermodynamique, mais en approfondissant particulièrement l'équilibre entre un liquide et sa vapeur. Il fait alors une étude très détaillée des courbes d'équilibre — et en particulier des courbes de fusion — et un exposé complet de la question du polymorphisme, toujours au point de vue thermodynamique et en ne donnant que peu de détails sur la partie expérimentale (par exemple pour la détermination des points de transformation). Le chapitre suivant, où sont étudiés d'une manière très complète un certain nombre de diagrammes : eau, phénol, iodure d'argent, soufre, phosphore, silice, carbone, — pour ne citer que les plus importants — comporte un plus grand nombre de résultats expérimentaux (Tammann, Bridgman, etc). Après un chapitre consacré à la déformation des cristaux (écoulement des corps cristallisés ; recristallisation), l'auteur étudie à fond les conditions et les divers facteurs (temps, température, pression, viscosité, nombre de germes, etc) qui interviennent dans le passage d'une forme instable à une forme stable. Il termine enfin par un exposé assez sommaire de la question des cristaux liquides en étudiant quelques exemples particuliers.

Cet ouvrage sur les états de la matière est traité surtout au point de vue théorique et lorsque l'auteur aborde le point de vue expérimental, c'est en général pour donner des résultats, mais très rarement pour décrire des procédés expérimentaux.

P. Laffitte.

The air and its ways. — Schaw (N.) [1 vol., 237 + 20 p., 28 pl., *University Press, Cambridge*, 1923, 30 s. net]. — Ouvrage consacré à l'enseignement élémentaire de la météorologie. — L. Brüninghaus.

Boletim meteorologico (1910-1919). — [10 vol., 32 cm × 23 cm, 173, 94, 110, 128, 121, 137, 136, 148, 139 et 152 p., Ministerio da agricultura, industria e commercio, Directoria de meteorologia, Rio de Janeiro].

International critical tables of numerical data of physics, chemistry and technology ; fundamental constants and conversion factors. — [1 vol., 23 cm, 15 cm × 15 p., Editorial offices National resarch Council, Washington, 1923]. — Cette brochure, publiée par le Comité américain des tables critiques internationales, renferme une liste des constantes fondamentales de physique, mise à jour d'après les derniers travaux ; le Bureau of Standard, le National Physical Laboratory et la Société de Physique ont été consultés pour l'établissement de ces valeurs. Il semble désirable que les physiciens se reportent à cette brochure, et en utilisent systématiquement les nombres. Ce fascicule se trouve au Comité français des tables critiques internationales (M. Ch. Marie). — L. Brillouin.

Annual Report of the Smithsonian Institution par the year 1921. — [1 vol., 23 cm × 15 cm, 638 p. Government printing office, Washington U.S.A., 1922]. — Importante publication, où se trouvent réunis des exposés ou travaux scientifiques très divers. Citons ceux qui peuvent spécialement intéresser les physiciens :

Cosmogonie et évolution stellaire, par Jeans, réimprimé d'après *Nature* ; les diamètres des étoiles, par Danjon, d'après une conférence de Michelson ; Les isotopes, par Aston, d'après *Journ. Franklin Inst.* ; La relativité, par Russel, réimprimé d'après les *Princeton lectures* ; Discussions sur l'âge de la terre, par divers auteurs. — L. Brillouin.

Le Gérant : Maurice Blondin.

Paris. — Soc. Gle d'Imp. et d'Édit., 17, rue Cassette.

BULLETIN N° 180. 19 Janvier 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 2 FÉVRIER 1923

à 20 heures 30 très précises.

AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — Présentation d'un four électrique dans le vide (Expériences et Projections); par MM. G. Chaudron et M. Garvin.

II. — La distribution apparente de l'énergie lumineuse sur le disque solaire. Résultat de mesures au spectrophotomètre Gouy; par M. Ch. Gallissot.

III. — Sur l'excitation des spectres du mercure et de l'hélium par des électrons de faible vitesse (Projections); par M. G. Déjardin.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE DU 19 JANVIER 1923

Présidence de M. H. ABRAHAM et de M. E. PICARD.

Le procès-verbal de la séance du 15 décembre est adopté.

M. le Président fait part du décès de M. Hubert, inspecteur général des Mines à Liége et adresse à la famille, au nom de la Société, ses condoléances.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

MM. Bethenod (Joseph), ingénieur conseil, 15, rue Michel-Ange, Paris XVIe.

Hamel (Georges-Casimir), ingénieur, directeur des Usines Desmarais frères, à Astillero (province de Santander) Espagne.

Tscherning (Henri), ingénieur civil au Laboratoire du Centre d'Etudes de Toulon. 11, rue Courbet, Toulon (Var).

Ecole normale d'Instituteurs de la Savoie, à Albertville (Savoie).

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

MM. Bayard (Marcel-Honoré), ancien élève de l'Ecole Polytechnique, ingénieur des Télégraphes, 7, rue Casimir-Delavigne, Paris Ve, présenté par MM. P. Langevin et J.-B. Pomey.

Dehaene (Abel), bibliothécaire de l'Université de Clermont-Ferrand, 26, rue Bardoux, à Clermont-Ferrand, présenté par MM. Mathias et Fric.

Duffieux (Pierre-Michel), agrégé des Sciences physiques, préparateur à la Faculté des Sciences de Marseille, présenté par MM. H. Buisson et P. Sève.

Ferrières (Marcel), ingénieur des Manufactures de l'Etat, 114, rue de Rome, à Marseille, présenté par MM. H. Buisson et P. Sève.

Gallois (Julien), ingénieur-directeur de la Société Gallois et Cie, 41, boulevard des Brotteaux, à Lyon, présenté par MM. Thovert et J. Labrousse.

Julia (Roger), ingénieur des Télégraphes, 81, rue Falguière, Paris XVe, présenté par MM. J.-B. Pomey et L. Dunoyer.

Laurent (Adrien), ingénieur-chimiste, 10, rue Vauban, à Lyon, présenté par MM. Thovert et Labrousse.

Michaud (Marcel), ingénieur E. P. C., 16, Museum Road, à Shanghaï (Chine), présenté par MM. F. Holweck et A. Debierne.

Tarbès (Pierre-Jacques-Eloi), ingénieur à la Société de Recherches et Perfectionnements industriels, 125, avenue du Président Wilson à Puteaux (Seine), présenté par MM. E. Picard et L. Dunoyer.

Toulon (Pierre-Marie-Gabriel), ingénieur E. S. E. à la Société de Recherches et Perfectionnements industriels, 106 *bis*, rue de Rennes, à Paris VIe, présenté par MM. L. Dunoyer et Lyot.

Il sera statué sur ces admissions à la prochaine séance, le 2 février 1923.

Sont réélus membres de la Commission du Bulletin :

MM. A. Leduc et A. Guillet.

M. le Président déclare ouvert le scrutin pour la nomination du vice-président, du secrétaire général et du vice-secrétaire ainsi que pour le renouvellement partiel du Conseil.

MM. F. Holweck et M. Blondin sont désignés pour dépouiller les votes.

M. E. Siégler, rapporteur de la Commission des Comptes de l'Exercice 1921-1922, présente les observations suivantes :

Messieurs,

Nous vous présentons les comptes de l'Exercice 1921-1922, dans la même forme que les comptes des années précédentes. Nous avons seulement mis mieux en évidence les sommes touchées au titre de legs ou de souscriptions perpétuelles, qui doivent, aux termes des statuts, être portées à la réserve inaliénable et converties en Rentes ou Obligations garanties par l'Etat. Ces sommes se sont élevées cette année à 20 772 francs ; elles ont été, comme celles de l'an dernier, placées provisoirement en Bons de la Défense ou en Banque, parce que la situation de notre Trésorerie ne permettait pas d'immobiliser toutes ces sommes.

Si notre Trésorerie est gênée, c'est parce que notre Compte annuel de Recettes et de Dépenses, que nous appellerons, pour abréger, notre Compte d'exploitation, est en déficit.

Les comptes de l'an dernier indiquaient qu'il restait à payer le *Journal de Physique* pour 1921, c'est-à-dire une somme d'environ 40 000 francs, que nous

avons réglée cette année. Nous avons dû payer, en outre, divers arriérés : impressions de 1920 et 1921, procès-verbaux et bulletins de 1920 et 1921, annuaire de 1921, etc. Le *Journal de Physique* de 1922 reste à payer.

Par contre, nous avons eu aussi une recette qui, l'an prochain, fera défaut en majeure partie. Notre Trésorier a, en effet, poursuivi activement l'encaissement des cotisations arriérées qui a donné 22 610 francs et qui avait déjà donné en 1921, 37 751 francs. Grâce à ses efforts, les cotisations restant en souffrance ne représentent plus aujourd'hui qu'une somme peu importante dont une partie ne pourra sans doute pas être récupérée, soit par suite de décès, soit pour d'autres causes. Nous n'espérons encaisser de ce chef, en 1923, que quelques milliers de francs.

En résumé, l'Exercice 1921-1922 n'est pas encore un Exercice normal ; il comporte des recettes exceptionnelles et aussi des dépenses exceptionnelles. Mais on peut affirmer que si l'on ne prend pas de mesures pour améliorer la situation, le Compte d'exploitation de l'Exercice 1922-1923 se soldera par un déficit assez important et qu'il ne sera pas possible de faire les versements à la réserve inaliénable qu'exigent les statuts.

Nous n'avons pas qualité pour vous proposer les mesures qui seraient de nature à augmenter les recettes et à réduire les dépenses. Mais nous avons appelé l'attention du Bureau sur cette question et nous lui avons signalé certaines modifications qui nous paraissent mériter une étude.

En terminant, je crois devoir insister sur l'urgence d'une solution.

L'adoption du rapport de la Commission, inséré au dernier *Bulletin*, mise aux voix, est votée à l'unanimité.

M. le Secrétaire général indique, parmi les publications reçues pour la Bibliothèque, les ouvrages suivants :

O. Boudouard. — *Paul Schutzenberger et l'isotopie.*

M. de Broglie. — *Exposé des résultats actuels relatifs aux éléments isotopes.*

M. Leblanc, fils. — *L'Arc électrique.* (*Conférences-rapports de documentation sur la Physique.*)

A. Boutaric. — *La Vie des atomes.*

Assier de Pompignan. — *Note sur le calcul tensoriel.*

P. Drumaux. — *L'Évidence de la théorie d'Einstein.*

Sir S.-J. Thomson. — *Les Rayons d'électricité positive et leur application aux analyses chimiques.* (Traduction Fric et Corvisy.)

H. Andoyer. — *Cours d'Astronomie*, 1re partie.

H. Andoyer. — *Tables logarihtmiques à treize décimales.*

M. Henri Abraham, Président sortant, prononce alors l'allocution suivante :

Mes chers collègues,

Pendant l'année qui vient de s'écouler, nous avons eu 51 nouvelles demandes d'admission et 46 démissions. Nous avons eu le regret de perdre vingt-six de nos collègues, parmi lesquels MM. René Benoit, Philippe A. Guye, Hurion et Solvay, qui furent membres du Conseil ; nous avons aussi à déplorer la mort de deux membres d'honneur, M. Edmond Bouty et M. Graham Bell. Nous adressons encore une fois aux familles de nos collègues l'expression de notre respectueuse sympathie.

Messieurs,

Notre collègue Louis Ancel a légué à la Société française de Physique une somme de 10 000 francs, « dont la rente devra servir à récompenser annuellement, sous le nom de Prix Louis Ancel, le meilleur travail présenté chaque année sur les radiations électriques, lumineuses, calorifiques et tout spécialement sur les actions de la lumière ou de la chaleur sur la conductibilité électrique des corps analogues au sélénium. »

Le Conseil de la Société a décerné cette année, pour la première fois le prix Louis Ancel à M. F. Holweck pour ses études sur les radiations de courte longueur d'onde.

Notre collègue Félix Robin, mort pour la France en 1914, a légué à la Société française de Physique une somme de 50 000 francs dont les revenus sont destinés à encourager ou à récompenser des travaux importants de physique effectués en France par des Français. Le conseil de la Société, qui avait alloué antérieurement, sur ces fonds, une somme de 5 000 francs à l'Institut d'optique, a décidé d'attribuer cette année une somme égale, au titre de la Fondation Félix Robin à M. Maurice de Broglie pour l'ensemble de ses travaux sur les rayons X.

Je suis personnellement heureux d'avoir à annoncer aujourd'hui les décisions prises par le Conseil pour l'attribution des fondations de nos généreux donateurs.

Je tiens aussi à vous rappeler que, cette année encore, M. Farcot, l'éminent industriel, a légué à la Société française de Physique une somme de 3 000 francs, nette de tous droits. Nous avons déjà exprimé et nous exprimons de nouveau à la famille de notre collègue, tous les remerciements de la Société.

Messieurs,

C'est ce soir même, troisième vendredi de janvier 1923 que notre Société vient d'accomplir sa cinquantième année. Dans le procès-verbal autographe de la séance de fondation, qui s'était tenue dans la vénérable salle Gerson, de l'ancienne Sorbonne, nous pouvons lire le rapport de Lissajous faisant l'historique de cette fondation.

« ... Il y a environ cinq ans, dit-il, quelques physiciens eurent l'idée de se réunir périodiquement pour causer de physique... Dans une séance tenue à l'Ecole Normale le 26 décembre 1872, la proposition de fonder une Société Française de Physique a été accueillie avec faveur, et la tâche d'en préparer l'organisation a été confiée à cinq membres de la réunion, MM. d'Almeida, Cornu, Gernez, Lissajous, Mascart. »

Nous n'oublierons pas les noms de ces cinq membres de la réunion, comme dit Lissajous, et nous conserverons pieusement le souvenir de ces bons artisans disparus.

Leur initiative s'est montrée remarquablement féconde, et le plus bel hommage que nous puissions rendre à leur mémoire sera de nous efforcer d'assurer le développement de l'œuvre qu'ils ont fondée, en la faisant mieux connaître et mieux apprécier dans tous les milieux.

Votre Conseil a pensé qu'une importante Exposition de Physique, organisée à l'occasion du Cinquantenaire pourrait être une manifestation des plus utiles. Un projet a été mis à l'étude, et le Conseil sera saisi, très prochainement des propositions de la commission qu'il a nommée. Ce projet est accueilli partout avec une réelle sympathie et, bien qu'aucune décision formelle n'ait encore été prise, vous

me permettrez cependant d'adresser de bien vifs remerciements à toutes les personnes, à tous les groupements auprès de qui votre Bureau rencontre un concours empressé et véritablement chaleureux.

Nous ne doutons pas que cette *Exposition du Cinquantenaire* ne soit pour la Société française de Physique l'origine d'un plus grand développement, et que la situation financière dont nos dévoués commissaires des comptes vous ont signalé les trop réelles difficultés, n'y trouve d'importantes causes d'amélioration. Mais il ne nous est pas permis de nous borner à énoncer des espoirs optimistes. Nous devons faire tous de très sérieux efforts pour augmenter le nombre de nos adhérents. Il est nécessaire que chacun de nous agisse personnellement autour de lui, de toutes les manières, en faveur de la Société. Cela est absolument indispensable si nous voulons arriver à maintenir l'équilibre entre les quantités positives et négatives que manœuvre notre excellent Trésorier.

Nos charges financières, déjà très lourdes en raison de l'importance croissante du *Journal de Physique*, importance qu'aucun de nous ne voudrait restreindre, vont encore se trouver quelque peu augmentées par la création d'une nouvelle Section de la Société, que nos collègues de Nancy viennent d'organiser, et dont notre bulletin de quinzaine vous donne maintenant les procès-verbaux. Nous ne pouvons qu'applaudir à cette nouvelle tentative de décentralisation ; nous sommes certains que notre Section nancéenne fera de bonne besogne, comme sa sœur aînée la section strasbourgeoise, auprès de qui votre président a eu le grand plaisir de se rendre, au mois de décembre, comme avait eu déjà la bonne idée de le faire l'année précédente notre président d'alors M. Paul Janet.

Tout ce travail qui se fait à Strasbourg a fait l'objet, vous vous en souvenez, pendant nos séances de Pâques, d'une très intéressante conférence de M. Pierre Weiss ; et, le lendemain, Sir Ernest Rutherford nous a présenté ce magistral exposé de la question de la désintégration des éléments, que le concours de notre ami M. Langevin a rendu encore plus accessible à tous. Nous renouvelons les remerciements de la Société à nos conférenciers, ainsi qu'aux nombreux exposants qui ont assuré le succès de l'exposition annuelle et, en particulier, à la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil, qui nous a donné occasion de visiter le beau poste de Sainte-Assise.

Je dois aussi remercier les membres de la Société qui ont présenté, dans nos réunions ordinaires, une si grande variété d'importantes communications, et tout particulièrement ceux qui ont bien voulu répéter ici des expériences souvent délicates, sans ménager leurs peines, qu'ils savaient profitables pour nous tous, et sans craindre d'avoir à reprendre en séance, le soir même, le réglage d'un appareil qui, docile dans l'après-midi, voulait, quelques heures après, s'arroger trop d'indépendance.

Le zèle de notre Secrétaire général n'est pas étranger au succès de nos réunions, nous le savons bien ; sa modestie n'aime pas beaucoup qu'on le dise, mais nous avons peut-être le droit de nous en souvenir le jour de l'assemblée générale. Si cependant M. Dunoyer voulait se dérober tout à fait, pour lui exprimer notre gratitude, nous nous tournerions vers M. Hulot qui le seconde avec tant de dévouement.

Mes chers Collègues, avant de demander à notre éminent Maître, M. Émile Picard, de prendre la présidence de la Société, laissez-moi encore vous remercier d'avoir eu la pensée de m'appeler pendant un an à suivre vos travaux comme président, après les douze années pendant lesquelles j'avais pu, comme secrétaire général, m'attacher si profondément à notre Société.

M. H. Abraham invite alors son successeur, M. E. Picard, à prendre place au fauteuil présidentiel.

M. le Président Emile Picard prononce l'allocution suivante :

Mes chers collègues,

Je dois d'abord vous remercier de l'honneur que vous m'avez fait en m'appelant cette année à la présidence de la Société française de Physique. En choisissant un mathématicien, vous vous êtes sans doute rappelé la connexion qui existe entre certains chapitres de la physique et maintes théories mathématiques. Il est certain que l'instrument mathématique, qui ne crée rien par lui-même, possède une remarquable puissance de transformation. Son symbolisme même a suggéré souvent d'importantes généralisations, tellement vastes parfois qu'on ne sait plus à quelle réalité se raccrocher ; peut-être en a-t-on un exemple dans la théorie de la relativité. Mais ce n'est pas le moment de dire les espérances ou les craintes que peuvent faire naître des constructions mathématiques puissantes, dont les conditions d'application, en dehors de quelques cas très particuliers, sont loin d'être précisées. Qu'il me suffise d'avoir rappelé un des points de contact actuels entre la physique et la mathématique.

Vous serez unanimes à remercier avec moi notre Président sortant, M. Abraham, pour la féconde activité qu'il a déployée pendant sa présidence. Il s'y est montré, en même temps que le savant éminent dont tous admirent la merveilleuse ingéniosité, un administrateur avisé qui a voulu étudier de près les rouages de notre Société. Pour celle-ci, comme pour d'autres compagnies, après les tragiques événements d'il y a quelques années, le moment présent ne laisse pas que de présenter des difficultés d'ordres divers. La mort a fait de nombreux vides, et on se demande parfois avec effroi si la production scientifique française ne va pas se ralentir. La question financière doit aussi appeler sérieusement notre attention, comme vient de vous le dire M. Abraham. Il faut absolument que le nombre des membres de la Société augmente. Quelques changements dans la rédaction du *Journal de Physique*, qui permettraient à un plus grand nombre de personnes de s'y intéresser, pourraient-ils contribuer à ce résultat ? C'est ce que je n'ai pas la prétention de décider, mais la question se posera devant votre Conseil. Un nouvel effort personnel est aussi à faire par chacun de nous pour recruter de nouveaux adhérents.

La célébration du Cinquantenaire de la Société française de Physique et l'Exposition projetée dont vous a parlé M. Abraham, faisant connaître la Société à un public étendu, pourront avoir une heureuse influence sur notre recrutement. Aussi, malgré quelques difficultés en perspective, nous devons avoir confiance dans l'avenir d'une Société consacrée à la Physique, c'est-à-dire à la science qui, depuis vingt-cinq ans, a fait les progrès les plus étonnants.

En fin de Séance, M. le Président proclame le résultat des votes.

Bureau

Nombre de votants : 31. Bulletins blancs ou nuls : 0.

Vice-Président	: M. Ch. Fabry	: 31 voix.
Secrétaire général	: M. L. Dunoyer	: 30 voix.
Vice-Secrétaire	: M. F. Holweck	: 31 voix.

CONSEIL

Nombre de votants : 218. Bulletins blancs ou nuls : 0.

Membres résidants :

MM. L. BRILLOUIN : 217 voix.
M. DE BROGLIE : 217 —
L. GUILLET : 216 —
J. COLIN : 218 —

Membres non résidants :

MM. G. BRUHAT (*Lille*) : 216 voix.
P. CHÉVENARD (*Saint-Étienne*) : 214 —
G. REBOUL (*Poitiers*) : 216 —
KAMERLINGH-ONNÈS (*Leyde*) : 218 —

M. RIBAUD : 2 voix ; MM. CHIPART, LUMIÈRE, DARMOIS, GRUMBACH, FABRY, BUISSON, chacun une voix.

En conséquence, pour l'année 1923, le Bureau de la Société est ainsi constitué :

MM. E. PICARD, *Président*
CH. FABRY, *Vice-Président*
L. DUNOYER, *Secrétaire-général*
A. MARCELIN, *Secrétaire*
F. HOLWECK, *Vice-Secrétaire*
A. JOBIN, *Archiviste-Trésorier*

RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 19 JANVIER 1923

Essai d'interprétation théorique de la viscosité des liquides, par M. L. BRILLOUIN.

On sait que la théorie cinétique des gaz se heurte à de grosses difficultés, lorsqu'on veut l'étendre aux liquides ou aux solides ; cela tient à ce que la notion de libre parcours moyen perd toute espèce de sens ; les molécules restent constamment dans leur zone d'actions mutuelles ; elles sont perpétuellement en état de choc ; on ne peut considérer le mouvement isolé de l'une d'entre elles, sans voir en même temps comment elle réagit sur ses voisines et donne naissance à une onde élastique qui se propage à travers tout le corps. C'est l'énergie de ces ondes élastiques que l'on peut, en revanche, évaluer, en décomposant l'agitation thermique, sous forme d'ondes de toutes fréquences et toutes directions ; c'est ce qu'a fait P. Debye, qui a développé ainsi une théorie très satisfaisante des chaleurs spécifiques ; ces ondes exercent sur la paroi du corps une pression de radiation, sous l'influence de laquelle le corps se dilate, et ceci représente la dilatation thermique. Lorsque l'équilibre de température n'est pas atteint, les ondes transportent de l'énergie d'un point à un autre, ce qui donne la conductibilité calorifique ; mais les ondes transportent aussi une quantité de mouvement, ce qui leur permet de jouer un rôle dans la viscosité du corps ; j'ai voulu étudier ce point, et suis arrivé aux conclusions suivantes :

La viscosité a pour cause primordiale un autre mécanisme, c'est le frottement des couches successives de molécules, par suite des actions mutuelles ; on voit facilement que, lors du glissement de couches voisines, les molécules d'une couche subiront des mouvements vibratoires, — ce qui provoque l'émission d'une onde, — donc une dissipation d'énergie.

Cette viscosité primordiale *dépendra seulement du volume spécifique*, mais pas de la température. A cela vient s'ajouter l'effet des ondes d'agitation thermique, que nous signalions plus haut. Ceci forme un terme correctif *négatif*, de l'ordre du centième du terme précédent. On peut en voir l'effet en examinant la variation de la viscosité avec la température, à *volume constant*. On constate alors une légère décroissance de la viscosité, lorsqu'on élève la température en laissant le volume constant. La théorie prévoit l'ordre de grandeur de ce terme, — en assez bon accord avec l'expérience. J'ai donné le détail des raisonnements dans deux articles récents au *Journal de Physique*, t. III (1922), p. 326 et p. 362.

Les projections stéréoscopiques par la lumière polarisée.

par M. Pierre Toulon.

Un grand nombre d'appareils photographiques permettent aujourd'hui de prendre des clichés stéréoscopiques, c'est-à-dire d'enregistrer côte à côte, sur la même plaque, deux images destinées à chacun des deux yeux de l'observateur. L'illusion du relief est remarquablement produite lorsque l'on examine ces clichés à l'aide d'un système de deux lentilles, généralement appelé stéréoscope. Cet appareil présente toutefois un inconvénient grave : le cliché ne peut être observé que par une seule personne à la fois.

Les appareils présentés par M. Pierre Toulon ont pour but de remédier à cet inconvénient en permettant la projection des clichés stéréoscopiques en noir, ou en couleur, fixes ou animés, avec leur relief véritable. On parvient à ce résultat, en utilisant les propriétés de la lumière polarisée. Les deux images du cliché stéréoscopique sont projetées simultanément, et au même emplacement sur l'écran, à l'aide d'un appareil spécial. Les rayons lumineux qui servent à la projection de l'épreuve correspondant à l'œil droit sont polarisés verticalement, tandis que ceux qui servent à la projection de l'œil gauche sont polarisés horizontalement. L'écran métallisé sur lequel est effectuée la projection diffuse la lumière sans la dépolariser. Si l'observateur examine l'écran sans aucun artifice, il voit les deux images à peu près superposées. Mais, lorsqu'il se sert d'une lunette dont l'oculaire droit est constitué par un analyseur avec plan de polarisation vertical, et dont l'oculaire gauche est constitué par un analyseur avec plan de polarisation horizontal, chaque œil perçoit seulement sur l'écran l'image qui lui est destinée, et le relief apparaît. La polarisation étant indépendante de la longueur d'onde, ce dispositif permet la projection des clichés en couleur. L'auteur s'est efforcé de rendre pratiques plusieurs appareils basés sur ce principe.

Les polarisateurs des lunettes sont constitués par des lamelles de couvre-objets de microscope, disposés obliquement dans une boîte en carton fermée par des glaces. Ils sont enchâssés dans une monture en aluminium ; l'ensemble est léger, pratique et économique. Plusieurs appareils, qui permettent la projection en lumière polarisée ont été exécutés, pour répondre aux différents formats commerciaux de clichés stéréoscopiques. La polarisation est obtenue très simplement et économiquement à l'aide de lamelles de verre. Les clichés sont généralement présentés dans l'appareil avec un châssis va-et-vient ; mais on peut également adapter la lanterne aux stéréoclasseurs.

Le même dispositif peut être appliqué au cinématographe. Dans ce cas, la prise du film stéréoscopique nécessite un appareil spécial. Les résultats déjà obtenus avec un petit appareil de démonstration ont montré tout l'intérêt que présente le procédé. Divers perfectionnements permettent l'emploi d'un film unique, qui pourra être projeté dans n'importe quel appareil cinématographique.

SECTION DE STRASBOURG

SEANCE DU 19 JANVIER 1923

Viscosité magnétique : cycle instantané, cycle lent ;
par M. Ch. Lapp.

Le fer en expérience est d'abord saturé magnétiquement. Brusquement, le champ agissant est amené à une valeur petite, positive ou négative. Le point figuratif de l'aimantation ne suit pas le trajet habituel du cycle d'hystérése par variation lente. Il y a d'abord une *variation instantanée*. Puis une évolution graduelle de l'état magnétique *d'après une loi exponentielle*. Au champ coercitif la loi est simple : la logarithmique de la courbe de viscosité (B = fonction de t, *temps*) est une droite. Les points d'arrivée, définissent le *cycle lent*.

Le tracé des courbes de viscosité et leur extrapolation au temps o (plus facile sur leurs logarithmiques) fournit les points appartenant au *cycle instantané*. On complète les renseignements, dans des régions où le phénomène est inaccessible, en extrapolant sur d'autres courbes qui, avec les courbes de viscosité représentent les sections de la *surface de viscosité* : ($B = f(H, t)$), par des plans parallèles aux plans de coordonnées.

L'auteur présente une surface en plâtre qui reproduit les propriétés de l'un des six tores étudiés. Elle a la forme d'un soc de charrue.

Le cycle lent correspond au cycle classique. Le cycle instantané l'enveloppe à une grande distance comme on s'en convaincra dans le tableau suivant :

TORE	CHAMP COERCITIF	
	LENT	INSTANTANÉ
B_1	0,46 gauss	3,13 gauss
P_2	0,39 —	2,18 —
C_1	0,46 —	2,12 —
C_2	0,52 —	12,3 —

Pour une variation rapide, les tores B_1, C_1, se comportent comme *de la fonte recuite* et le tore C_2, comme de l'*acier non trempé*, quoiqu'ils soient de fer électrolytique recuit et ultra-doux.

La communication a été illustrée par des projections de familles de courbes, et de cycles lents et instantanés, calculés ou obtenus par photographie avec un traceur de cycles à deux miroirs.

L'exposé des résultats acquis, en ce qui concerne les rapports des courbes de viscosité entre elles et le rôle de l'épaisseur, est reporté à une date ultérieure.

M. G. Friedel demande l'insertion de l'erratum suivant : Bulletin n° 179 (15 décembre 1922). Page 155 S. ligne 18.

Lire : dans une goutte mince, *au lieu de :* dans une goutte d'eau mince.

AVIS

L'exercice 1922-1923 (année 1923), est commencé depuis le 1er novembre.

Pour éviter à la Société des frais onéreux et des difficultés pour le recouvrement, le montant des cotisations peut être adressé, dès maintenant, au Trésorier :

M. A. JOBIN, 31, rue Humboldt, Paris, XIVe,

soit directement, soit par l'intermédiaire de

M. J. HULOT, 8, rue Daguerre, Paris, XIVe

agent de la Société, adjoint au Trésorier.

Le payement peut se faire en espèces, par chèque barré, mandat-carte ou chèque postal (Compte N° 227-92, Paris).

Le payement par chèque postal, dont les frais sont minimes, est à recommander.

OUVRAGES REÇUS

3331. — Bibliographie des travaux scientifiques publiés par les *Sociétés savantes de France*, t. II, 1re livraison.

3332. M. Leblanc, fils. — *L'Arc électrique*. — (Conférences-Rapports de documentation sur la Physique.)

3333. A. Boutaric. — *La vie des Atomes*. (E. Flammarion, éditeur, 26, rue Racine Paris, VIe).

3334. P. Drumaux. — *L'évidence de la théorie d'Einstein*. (Librairie Hermann, 6, rue de la Sorbonne, Paris, Ve).

3335. Sir J.-J. Thomson. — *Les Rayons d'électricité positive et leur application aux analyses chimiques*. — Traduction Fric et Corvisy. (Librairie J. Hermann.)

3336. H. Andoyer. — *Cours d'astronomie*, 1re partie. Astronomie théorique. (Librairie J. Hermann.)

3337. H. Andoyer. — *Tables logarithmiques à treize décimales*. (Librairie J. Hermann.)

Br. 184. — Laboratoire d'essais du Conservatoire des Arts et Métiers. — *Rapport sur le fonctionnement pendant 1921*.

Br. 185. — O. Boudouard. — *Paul Schutzenberger et l'Isotopie*.

Br. 186. — M. de Broglie. — *Exposé des résultats actuels relatifs aux Éléments isotopes*.

Br. 187. — Assier de Pompignan. — *Note sur le calcul tensoriel*.

Comptes rendus des séances de l'*Académie des Sciences*, t. 175, nos 24 (11 déc.); 25 (18 déc.); 26 (26 déc.); t. 176, nos 1 (3 janv. 1923); 2 (8 janv. 1923).

Revue générale de l'Electricité, t. XII, nos 24 (16 déc.); 25 (23 déc.); 26 (30 déc.); t. XIII, n° 1 (6 janv. 1923); n° 2 (13 janv.)

Revue générale des Sciences, nos 22 (30 nov.); 23 (15 décembre); 24 (30 décembre).

Revue scientifique, n° 24 (23 décembre); n° 1 (13 janv. 1923).

Bulletin officiel de la Direction des recherches scientifiques et des Inventions, nos 37 (nov. 1922) à 40 (13 janv. 1923).

Revue d'optique, n° 10 (octobre 1922).

L'Université de Paris, n° 247 (déc. 1922).

Bulletin de l'Association de Documentation, n° 104 (juillet-septembre 1922).

Bulletin de la Société d'encouragement pour l'Industrie nationale, t. 134, n° 9 (novembre 1922.)

Bulletin de la Société française des Electriciens, n° 19 (novembre 1922).

Bulletin de l'Union des Physiciens, n° 158 (décembre 1922).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès-verbal de la séance du 15 décembre 1922 (n° 17).

Mémorial des Poudres, t. 19, 4e fasc. (1922).

Journal de l'Ecole polytechnique, 2e série, 22e cahier (1922).

L'Astronomie (décembre 1922, janvier 1923).

Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse, t. LXXXVIII, n° 9 (nov. 1922).

The Physical Society of London. Proceedings, vol. 35. Part. I (déc).

The Journal of the Institution of Electrical Engineers, vol. 61, n° 313 (décember 1922).

The Illuminating Engineer, vol. XV, n° 7 (july 1922).

Nature, nos 2772 (16 déc. 1922); 2773 (23 déc.); 2774 (30 déc.); 2775 (6 january 1923); 2776 (13 january).

Science Abstracts, section A. *Physics*, vol. 25; n° 300 (30 déc. 1922).

Proceedings of the Royal Society, vol. 102, n° A, 717 (1 january 1923).

The Physical Review, vol. XX, nos 4 (october 1922); 5 (november); 6 (december).

Journal of the Franklin Institute, vol. 194, nos 5 (november 1922); 6 (december 1922).

Popular Astronomy, vol. XXX, n° 9 (november 1922); n° 10 (december 1922).

Journal of the American Institute of Electrical Engineers, vol. XLI, n° 11 (nov.); n° 12 (december).

Proceedings of the National Academy of Sciences of the U. S. A., vol. 8, n° 11, (nov. 1922); n° 12 (december).

American Journal of Science, vol. V, n° 24 (december 1922), n° 25 (january 1922).

University of Illinois. Bulletin, vol. XIX, nos 49 et 50. *Bulletins*, nos 132-133.

The Journal of Physical chemistry, vol. XXVI, n° 9 (december 1922).

Bureau of Standards Scientific Papers, nos 440, 443, 444, 445, 446, 448, 449. — *Technologic Papers*, nos 216, 217, 218. — *Circular*, n° 24; nos 123 à 132.

Yerkes Observatory. — Publications, vol. III. Part. I, II, III; vol. IV. Part. I, II, III.

American Journal of Mathematics, vol. XLIV, n° 2 (april 1922).

Annales de la Société scientifique de Bruxelles, 1er fasc. (1922-23) 14 décembre. —

Société belge des Electriciens. Bulletin mensuel, t. XXXVI (novembre-décembre 1922).

Archives des Sciences physiques et naturelles, 5e période, vol. 4 (sept.-oct.).

Helvetica chimica Acta, vol. V. Fasc. 6.

Bulletin de la Section scientifique de l'Académie roumaine, nos 7-10 (1920-21); nos 1-2 (1922-23).

Anales de la Sociedad Española de Fisica y Quimica, n° 195 (julio 1923).

The Science Reports of the Tohoku imperial University, vol. XI, n° 4 (sept. 1922).

The Tohoku Mathematical Journal, vol. 21, nos 3-4 (october 1922.)

Proceedings of the physico-mathematical Society of Japan, vol. 4, n° 9 (october 1921); n° 10 (nov. 1922).

Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Proceedings, vol. XXV, nos 7, and 8.

Revue mensuelle de l'Observatoire de Zi-Ka-Wei, nos 103 à 108 (juillet-déc. 1921).

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 181. 2 Février 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 16 FÉVRIER 1923

à 20 heures 30 très précises.

AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — Remarques sur les observations du déplacement vers le rouge des raies de Fraunhofer (Projections) ; par M. F. Croze.

II. — Sur la mouillabilité des surfaces solides (Lames minces, cristaux, substances cireuses etc..) et sur l'orientation des molécules superficielles. (Expériences) ; par M. Henri Devaux.

SECTION DE STRASBOURG

RÉUNION DU VENDREDI 16 FÉVRIER 1923.

à 20 heures 30 très précises, à l'Institut de Physique.

ORDRE DU JOUR :

I. — La variation de l'aimantation spontanée en fonction de la température : appareil de démonstration pour salle de cours ;
par M. R. Forrer.

II. — Expériences sur les oscillations hertziennes ; par M. G. Ribaud.

SECTION DE NANCY

RÉUNION DU JEUDI 1er MARS 1923.

à 20 heures 30 très précises à l'Institut de Physique.

ORDRE DU JOUR :

I. — Anisotropie des molécules actives et constitution chimique ;
par M. R. de Malleman.

II. — Expériences sur de nouveaux sulfures phosphorescents ;
par M. A. Guntz.

SEANCE DU 2 FÉVRIER 1923

Présidence de M. Emile PICARD.

Le procès-verbal de la séance du 13 janvier est adopté.

M. le Président fait part du décès de M. Ch. Bardy, directeur honoraire du Service scientifique au Ministère des Finances, et adresse à la famille, au nom de la Société, ses condoléances.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

MM. Bayard (Marcel-Honoré), ancien élève de l'Ecole Polytechnique, ingénieur des Télégraphes, 7, rue Casimir-Delavigne, Paris Ve.

Dehaene (Abel), bibliothécaire de l'Université de Clermont-Ferrand, 26, rue Bardoux, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

Duffieux (Pierre-Michel), agrégé des Sciences physiques, préparateur à la Faculté des Sciences de Marseille.

Ferrières (Marcel), ingénieur des Manufactures de l'Etat, 114, rue de Rome, à Marseille.

Gallois (Julien), ingénieur-directeur de la Société Gallois et Cie, 41, boulevard des Brotteaux, à Lyon.

Julia (Roger), ingénieur des Télégraphes, 81, rue Falguière, Paris XVe.

Laurent (Adrien), ingénieur-chimiste, 10, rue Vauban, à Lyon.

Michaud (Marcel), ingénieur E. P. C., 16, Museum Road, à Shanghaï (Chine).

Tarbès (Pierre-Jacques-Eloi), ingénieur à la Société de Recherches et Perfectionnements industriels, 125, avenue du Président Wilson à Puteaux (Seine).

Toulon (Pierre-Marie-Gabriel), ingénieur E. S. E. à la Société de Recherches et Perfectionnements industriels, 106 *bis*, rue de Rennes, à Paris VIe.

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

MM. Constançon (Charles-John-Marc), maître de conférences à University Johannesburg (South Africa), actuellement, 13 *bis*, rue Campagne-Première, Paris VIe, présenté par MM. Ch. Fabry et Général Vouillemin.

Dupeyroux (François-Eugène-Frédéric), docteur en médecine, pharmacien, Château des Mèches, à Créteil (Seine) présenté par MM. S. et M. Blondin.

Judson (Lewis Van Hagen), physicien, Bureau of Standards, Washington D. C. (Etats-Unis) actuellement au pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise), présenté par MM. Guadet et Pérard.

Klemensiewicz (Sigismond-Alexandre), docteur en philosophie, professeur à l'Ecole Polytechnique, Zygmuntowska, 3 a, à Lwōw (Pologne), présenté par Mme Curie et M. F. Holweck.

Perrot (René-Alphonse), professeur de physique au Lycée Charlemagne, 30, boulevard Beaumarchais, Paris, XIe, présenté par MM. L. Brillouin et L. Dunoyer.

Rosina (Silvio), professeur, à Instituto tecnico, à San Remo (Italie), présenté par MM. S. et M. Blondin.

Vaslot (Louis), lieutenant de vaisseau, 3, Cours Bruyère au Mourillon-Toulon (Var).

Vernotte (Pierre-Joseph-Stéphane), agrégé de physique, ancien élève de l'Ecole normale supérieure, 29, rue Boulard, Paris XIVe, présenté par MM. J. Villey et L. Brillouin.

Laboratoire des Recherches physiques de la Sorbonne, 1, rue Victor-Cousin, Paris Ve, présenté par MM. A. Cotton et L. Dunoyer.

Il sera statué sur ces admissions à la prochaine séance, le 16 février.

M. le Secrétaire général transmet les remerciements qu'il a reçus de MM. L. Brillouin, M. de Broglie, L. Guillet, J. Colin, P. Chévenard, G. Reboul à propos de leur élection comme membres du Conseil.

Les ouvrages suivants ont été reçus pour la Bibliothèque.

Institut international de Physique Solvay. — *Atomes et Electrons* (Rapports et discussions du Conseil de Physique de Bruxelles).

G. Gianfranceschi. — *La teoria della Relativita.*

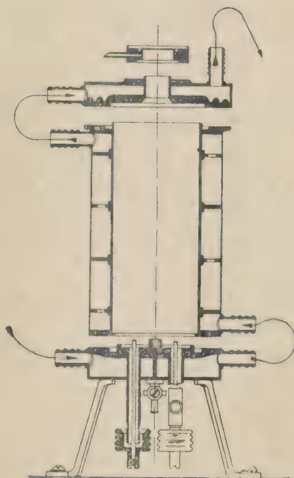
RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 2 FÉVRIER 1923

Présentation d'un four électrique dans le vide,

par M. G. Chaudron et M. Garvin.

L'appareil présenté comporte une double enveloppe métallique à circulation d'eau, enveloppe démontable en trois parties principales dont l'une est fixée à demeure et supporte un four ainsi que les arrivées de courant et les amorces des canalisations pour le vide et l'arrivée des gaz (s'il y a lieu).

Les diverses parties sont reliées par des joints plats à labyrinthes, convenablement graissés ; le serrage de ces joints s'obtient automatiquement par l'action de la pression atmosphérique.



Le dispositif chauffant consiste en un four à enroulement intérieur apparent, constitué par une hélice à pas varié afin d'uniformiser la température [1], le fil chaud étant en tungstène, en platine ou en nichrome, suivant les températures à atteindre. Une pièce placée à la partie supérieure de l'enveloppe et munie d'un regard en quartz permet à la fois de voir à l'intérieur du four et d'amener les fils d'un couple thermoélectrique. La puissance dépensée avec l'enroulement de

(1) Un moule démontable permet de fabriquer aisément de tels fours, qui supportent un assez grand nombre de chauffes.

tungstène ne dépasse pas 1 kilowatt environ (10 ampères, 100 volts), pour une température de l'ordre de 2000° C : aucun transformateur n'est donc nécessaire et le rendement, sur le secteur 110 volts est excellent.

Le vide s'obtient au moyen d'une pompe à palettes suivie d'un éjecteur à vapeur de mercure construit en verre pyrex et réuni à l'intérieur de l'enveloppe par une canalisation courte et de gros diamètre (20 mm environ); cette disposition permet de passer du vide primaire au vide très poussé en une fraction de minute.

L'appareil est montré en fonctionnement au cours de la séance.

Pendant la mise au point de l'appareil, les auteurs ont fondu divers métaux, en particulier du fer pur et du platine.

M. Dunoyer rappelle que l'un des inconvénients des fours au tungstène dans le vide résulte de l'évaporation du filament, relativement rapide aux températures élevées. Il y a donc avantage à donner à ce filament le plus gros diamètre possible, ce qui conduit à augmenter sa longueur. On y parvient aisément en le bobinant en boudin de petit diamètre que l'on dispose en zigzag sur les parois intérieures du four dans des cannelures longitudinales obtenues au moulage de la pâte isolante qui constitue l'enveloppe calorifuge. Un autre avantage de cette disposition est que le filament peut être aisément remplacé dans la même enveloppe.

La distribution apparente de l'énergie lumineuse sur le disque solaire. Résultat de mesures au spectrophotomètre Gouy ;

par M. Ch. Gallissot.

Le disque solaire ne nous apparaît pas d'éclat uniforme, l'éclat intrinsèque apparent diminue graduellement du bord au centre et d'autant plus que la radiation envisagée est plus réfrangible. Soit, pour une radiation λ, $\lambda + \Delta\lambda$, E l'éclat d'un élément de surface au centre du disque solaire, e celui d'un élément situé à une distance d du centre, le rapport $\frac{e}{E}$ est une fonction de λ et de d, $y = \mathrm{f}(\lambda, d)$. L'observation spectrophotométrique donne directement les valeurs de y et si nous considérons d comme un paramètre $y = \mathrm{f}(\lambda, d)$ représente en un point déterminé du disque solaire la variation de l'éclat apparent en fonction de la longueur d'onde. Envisagée ainsi, la fonction $\mathrm{f}(\lambda)$ apparaît essentiellement différente suivant que l'on s'adresse aux déterminations d'Abbot (Obs. Smithsonian Inst., 1908) ou aux déterminations de Vogel (Potsdam, 1877). Les mesures d'Abbot (mesures au bolomètre) donnent une variation régulière de y en fonction de λ $\left(\frac{dy}{d\lambda} > 0 \; \frac{d^2y}{d\lambda^2} < 0\right)$; les valeurs obtenues par Vogel (mesures spectrophotométriques visuelles) donnent des courbes avec un point d'inflexion très prononcé à tangente horizontale, la concavité change de sens et dans la région vert bleu du spectre (de $\lambda = 0{,}513\ \mu$ à $\lambda = 0{,}470\ \mu$) y serait sensiblement constant.

Sur les conseils de M. Gouy, qui m'a signalé cette anomalie et grâce au spectrophotomètre qu'il a obligeamment mis à ma disposition j'ai repris la détermination du rapport $y = \frac{e}{E}$ en utilisant le sidérostat de l'Observatoire de Lyon.

Les mesures ont été effectuées dans le cours des étés 1920, 1921 et 1922. Elles portent sur quinze régions étroites (1 à 6 angströms) du spectre réparties entre $0{,}718\ \mu$ et $0{,}412\ \mu$, choisies de façon à ne pas comprendre de raies importantes,

afin que seul le fond du spectre continu intervienne dans les mesures. Afin d'éviter sur les résultats toute cause d'incertitude pouvant provenir du fait de l'atmosphère terrestre, les mesures sont effectuées en comparant directement les différents points du soleil à la région centrale.

Les courbes moyennes $y = f(\lambda, d)$ obtenues pour différentes valeurs de d n'offrent pas la régularité que présentent celles déduites des résultats d'Abbot, elles présentent une ondulation sensible moins accentuée que chez Vogel et qui se traduit par un changement de sens de la concavité (point d'inflexion localisé vers $\lambda = 0{,}480\ \mu$). Ce changement de sens de la concavité implique qu'on ne peut attribuer, tout au moins en totalité, la diminution d'éclat apparent du soleil, en passant du centre au bord, à la présence de l'atmosphère solaire. Si cette diminution avait pour cause principale une diffusion, les courbes $y = f(\lambda)$ offriraient une variation régulière. Les nombres d'Abbot donnent cette régularité, mais les courbes $y = f(\lambda)$ qui s'en déduisent ne semblent pas compatibles avec l'hypothèse précédente. Partant des déterminations d'Abbot, on peut calculer le coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ relatif à une atmosphère solaire, λ variant de 0,699 μ à 0,386 μ; $\alpha(\lambda)$ varie de 0,212 à 0,383 d'une façon régulière, satisfaisant presque rigoureusement à la formule $\alpha(\lambda) =$ constante, loi bien différente de celle à laquelle on pouvait s'attendre. De plus les coefficients α sont considérables; une fraction importante de l'énergie lumineuse resterait distribuée dans l'atmosphère solaire, et si nous la retrouvions sous forme de lumière diffusée, cette atmosphère apparaîtrait presque éblouissante.

Envisageons l'hypothèse du soleil gazeux : masse de vapeur et de gaz incandescents sans condensation photosphérique, les parties visibles du soleil formées de gaz et de vapeurs dans un état d'*extrême raréfraction*, c'est-à-dire le soleil tel qu'il est envisagé par M. Gouy, dans les différentes notes qu'il a publiées sur cette question, en particulier le mémoire : *Mesures spectrophotométriques absolues et applications à la physique solaire*. La décroissance d'éclat du centre au bord découle tout naturellement de la variation de température avec la profondeur (mémoire cité). Le rayonnement thermique d'une flamme à température constante se rapproche de celui du corps noir au fur et à mesure que l'épaisseur augmente. Dans le cas du soleil, la température variant avec la profondeur, le rayonnement émis doit nécessairement différer de celui du corps noir, mais au fur et à mesure que l'on se rapproche du bord du soleil, la température le long de la colonne gazeuse dont le rayonnement nous parvient doit être de moindre importance, le rayonnement doit se rapprocher plus ou moins de celui du corps noir. Cette vérification se fait sensiblement. La courbe spectrale solaire, lorsqu'on s'adresse aux régions centrales, ne peut s'identifier à la courbe du corps noir, quelle que soit la température, tandis que cette identification devient possible, pour une température voisine de 5 000 degrés, lorsqu'on s'adresse aux radiations périphériques.

Cette possibilité d'identification permet, non seulement d'envisager la détermination de la température des couches superficielles du soleil, mais paraît constituer une conjecture de plus en faveur de l'hypothèse du soleil exclusivement gazeux.

M. Hamy donne, à propos de la communication précédente, une comparaison d'une formule théorique représentant l'éclat intrinsèque en un point d'un rayon solaire avec les nombres d'Abbot.

Sur l'excitation des spectres du mercure et de l'hélium par des électrons de faible vitesse;

par M. G. Déjardin.

I. Les conditions d'excitation du spectre du mercure par des électrons lents ont été étudiées en analysant (entre 2400 et 7200 Å) le rayonnement émis par de la vapeur de mercure contenue dans un tube à trois électrodes (filament de tungstène incandescent, grille et plaque réunies constituant une anode unique). Une différence de potentiel progressivement croissante est appliquée entre l'extrémité négative du filament et l'anode. L'image de la région comprise entre les électrodes (devant laquelle le tube présente une ouverture fermée par un disque de quartz) est projetée sur la fente d'un spectrographe. La pression de la vapeur de mercure dans l'appareil (pression maximum correspondant à la température ambiante) est comprise entre 1 μ et 2 μ.

Lorsque la vitesse des électrons dépasse la vitesse critique d'ionisation (10, 4 volts), on obtient sur les clichés le *spectre d'arc* complet, dont l'émission nécessite l'ionisation de l'atome neutre.

Le *spectre d'étincelle*, dont les raies n'ont pas été classées en séries, semble constitué par deux groupes de caractère différent. Les raies intenses 2848 et 3984, ainsi que la raie plus faible 2916, apparaissent vers 20 volts (à 0, 5 volt près). Ce potentiel critique correspond à l'arrachement du second électron superficiel aux ions préalablement formés. En supposant les deux électrons extérieurs de l'atome neutre situés sur la même orbite et les autres électrons groupés près du noyau, on obtient par le calcul la valeur 19,6 volts, légèrement inférieure à la précédente. Les raies 2936, 2947, 3208, 3264 et 4867, apparaissent vers 30 volts, potentiel correspondant sensiblement au travail d'extraction simultanée des deux électrons périphériques de l'atome neutre.

II. Les recherches antérieures de K. T. Compton et de Miss A.-C. Davies relatives à l'excitation des spectres de l'hélium ont été complétées et étendues à l'ultraviolet. Les systèmes de séries de l'orthohélium et du parhélium, ainsi que le spectre de bandes, ont le même potentiel d'excitation minimum, égal à 20,4 volts et correpondant, d'après Franck et Knipping, au passage de l'atome d'hélium de l'état normal à la configuration coplanaire métastable. Le spectre de bandes de l'hélium est très intense sur certains clichés et peut être analysé en détail. En particulier, les neuf doublets constituant la première série de Fowler sont nettement visibles, ainsi que le premier terme de la seconde série de doublets.

Les raies d'étincelle 4686, 3203 et 2733 de la série : $\nu = 4N\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right)$ possèdent deux potentiels critiques d'excitation voisins de 55 volts et de 80 volts. La théorie de Bohr, appliquée à l'ion He^+, prévoit effectivement des énergies correspondant aux valeurs précédentes pour produire le départ de l'électron restant (54, 2 volts) ou l'ionisation double de l'atome normal (79,4 volts). Lorsque la pression est suffisante, la raie 4686 devient visible dès 51 volts, valeur correspondant à la fréquence : $\nu = 4N\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{4^2}\right)$. Il semble donc que cette raie puisse être émise sans que le second électron soit arraché nécessairement à l'ion He^+.

III. Lorsqu'un mélange d'hélium et de vapeur de mercure est traversé par des électrons de vitesse croissante, le mercure est ionisé (ou subit un accroissement

d'ionisation) dès que le potentiel accélérateur des électrons dépasse le premier potentiel critique de l'hélium, égal à 20,4 volts. L'analyse du rayonnement émis par le mélange montre en outre que cette ionisation est accompagnée d'une modification remarquable des spectres d'arc et d'étincelle du mercure d'autant plus nette que la pression de l'hélium est plus élevée.

Dans l'orangé et le rouge, les raies d'arc 6073, 6124, 6234 et 6716 s'affaiblissent et disparaissent rapidement quand on fait croître le potentiel *à partir de 20,4 volts*. Au contraire, la raie 6152 du mercure, jusqu'alors invisible, apparaît et devient de plus en plus intense. Dans les autres régions, on constate une diminution d'intensité des raies 3802, 4108 et 4916 de la série fine des raies isolées.

Les raies d'étincelle 2848, 2916 et 3984 sont *considérablement renforcées* en présence d'hélium, tandis que les autres raies d'étincelle semblent plutôt moins intenses.

Ces observations peuvent être rapprochées de celles de Wood relatives à l'accroissement d'intensité de la radiation de résonance du mercure en présence d'hélium, et de celles de Collie et Watson, qui ont constaté une action sélective de l'hélium sur certaines raies du spectre du cadmium.

SECTION DE NANCY

SÉANCE DU 1er FÉVRIER 1923

Le Principe d'Huygens ;

par M. F. Croze.

La théorie élémentaire de la diffraction est fondée sur le principe d'Huygens, dont Fresnel a donné l'énoncé suivant : « Les vibrations d'une onde lumineuse en chacun de ses points peuvent être regardées comme la somme des mouvements élémentaires qu'y enverraient au même instant, toutes les parties de cette onde considérée dans l'une quelconque de ses positions antérieures ». Or, d'une part, la validité du principe d'Huygens telle que l'énonce Fresnel a été contestée ; c'est ainsi que dans des traités de physique récents on trouve affirmée la fausseté du principe d'Huygens-Fresnel. On sait d'autre part que Kirchhoff a établi une formule qui est considérée comme l'expression mathématique du principe d'Huygens.

Pour poser clairement la question, il faut distinguer deux cas : celui des ondes longitudinales et celui des ondes transversales. Dans le premier cas, la formule de Kirchhoff constitue réellement l'expression mathématique du principe d'Huygens-Fresnel : elle permet de déterminer la valeur de la vitesse vibratoire et de la condensation en un point quelconque d'une onde en fonction des valeurs de la vitesse et de la condensation aux différents points de l'une quelconque des fonctions antérieures de cette onde. Les difficultés qui avaient été soulevées par M. Brunhes en 1895 proviennent d'une assimilation trop étroite du problème de Huygens au problème électrostatique de Green. Depuis les profondes recherches de M. Hadamard, on sait que les problèmes relatifs à l'équation des ondes diffèrent plus qu'on ne le pensait autrefois des problèmes relatifs à l'équation de Laplace.

Dans le cas des ondes tranversales, la formule de Kirchhoff n'est pas la traduction immédiate du principe d'Huygens. Si on l'appliquait brutalement à la détermination de la vibration envoyée en un point d'une onde par un des éléments de l'onde dans l'une de ses positions antérieures, on trouverait que cette situation

n'est pas transversale. Il est possible cependant d'obtenir, à partir de la formule de Kirchhoff, l'expression mathématique du principe d'Huygens. Il suffit de faire entrer dans chacune des trois formules de Kirchhoff relatives aux trois composantes de chaque vecteur vibrant la condition de transversalité. L'ensemble des formules obtenues exprime alors correctement le principe d'Huygens relatif aux ondes transversales : il permet de déterminer les composantes de la vitesse vibratoire et de la distorsion, ou, dans le cas des ondes électromagnétiques, celles de la force électrique et de la force magnétique, en un point d'une onde, en fonction des valeurs de ces grandeurs aux différents points de l'une des positions antérieures de cette onde.

OUVRAGES REÇUS

3338. — Institut international de Physique Solvay. — *Atomes et Electrons* (Rapports et discussions du Conseil de Physique de Bruxelles).

3339. — G. Gianfranceschi. — *La Teoria della Relatività.*

Br. 188. — Notes provençales du Dr A. Guebhard.

Br. 189. — C. Canovetti. — *Sur l'expérience Michelson et Morlay.*

Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176 nos 3 (15 janv.); 4 (22 janv.).

Journal de Physique et le Radium, t. III, série VI, n° 12 (décembre 1922).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, nos 3 (20 janv.); 4 (27 janv.).

Revue scientifique, n° 2 (27 janv. 1923).

Revue générale des Sciences, n° 1 (15 janv. 1923).

Revue d'Optique, n° 11 (novembre 1922).

Recherches et Inventions (Bulletin de l'Office national des Recherches scientifiques et industrielles et des Inventions), nos 41 (20 janv. 1923); 42 (27 janv.).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès verbal de la Séance du 12 janvier 1923, (n° 1).

Archives d'Electricité médicale et de Physiothérapie, n° 483 (décembre 1922).

L'Université de Paris, n° 248 (janv. 1923).

Nature, nos 2777 (20 january 1923); 2778 (27 january).

The Illuminating Engineer, vol. XV, n° 8 (august 1922).

Journal of the Franklin Institute, vol. 195, n° 1 (january 1923).

Popular Astronomy, vol. XXXI, n° 1 (january 1923).

Journal of the American Institute of Electrical Engineers, vol. XLII, n° 1 (january 1923).

University of Illinois Bulletin, n° 134 (20 november 1922).

Société scientifique de Bruxelles. — Revue des questions scientifiques, t. III (20 janv. 1923).

Société belge des Electriciens. — Bulletin mensuel, t. XXXVII (janvier 1923).

Anales de la Sociedad española de Fisica y Quimica, nos 196 et 197 (octobre-novembre 1922).

Memoirs of the College of Science Kyoto imperial University, vol. VI, nos 1 et 2 (november 1922).

Proceedings of the Physico Mathematical Society of Japan, vol. 4, n° 11 (december 1922).

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 182. 16 Février 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 2 MARS 1923

à 20 heures 30 très précises.

AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — Le phénomène magnétocalorique dans le nickel, étude faite en collaboration avec M. R. Forrer (Projections); par M. Pierre Weiss.

II. — Décharges électriques dans les solides (Projections); par MM. G. Reboul et P. Blet.

SEANCE DU 16 FÉVRIER 1923

Présidence de M. Emile PICARD.

Le procès-verbal de la séance du 13 janvier est adopté.

M. le Président fait part du décès de M. Ph. Pellin, ingénieur, constructeur d'instruments de précision à Paris. Il rappelle les services rendus à la Société par M. Ph. Pellin qui a été Trésorier de 1904 à 1920 et adresse à la famille, au nom de la Société, l'expression de ses sympathiques condoléances.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

MM. Constançon (Charles-John-Marc), maître de conférences à University Johannesburg (South Africa), actuellement, 13 *bis*, rue Campagne-Première, Paris XIVe.

Dupeyroux (François-Eugène-Frédéric), docteur en médecine, pharmacien, Château des Mèches, à Créteil (Seine).

Judson (Lewis Van Hagen), physicien, Bureau of Standards, Washington D. C. (Etats-Unis) actuellement au pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

Klemensiewicz (Sigismond-Alexandre), docteur en philosophie, professeur à l'Ecole Polytechnique, Zygmuntowskä, 3 a, à Lwõw (Pologne).

Perrot (René-Alphonse), professeur de physique au Lycée Charlemagne, 30, boulevard Beaumarchais, Paris, XIe.

Rosina (Silvio), professore di Fisica, Instituto tecnico, à San Remo (Italie).

Vaslot (Louis), lieutenant de vaisseau, 3, cours Bruyère au Mourillon-Toulon (Var).

Vernotte (Pierre-Joseph-Stéphane), agrégé de physique, ancien élève de l'École normale supérieure, 29, rue Boulard, Paris XIVe.
Laboratoire des Recherches physiques de la Sorbonne, 1, rue Victor-Cousin, Paris V^e.

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

MM. Bourion (François), professeur à la Faculté des Sciences, 65, rue du Général-Fabvier, à Nancy (Meurthe-et-Moselle), présenté par MM. Gutton et Darmois.
Laville (Gustave), chef des travaux à l'Institut de Physique, 15, rue de Lorraine, à Nancy (Meurthe-et-Moselle), présenté par MM. Gutton et Darmois.
Pauthenier (Marcel), maître de conférences à la Faculté des Sciences de l'Université, 50, rue Gauthier-de-Châtillon, à Lille (Nord), présenté par MM. A. Cotton et G. Bruhat.
Safranek (J.), assistant à l'Université de Prague, actuellement à l'Institut de Physique de l'Université de Strasbourg, présenté par MM. G. Foëx et Pierre Weiss.
Association des anciens Élèves de l'École centrale lyonnaise, 12, rue du Président-Carnot, à Lyon, présenté par MM. Thovert et J. Lahousse.
Service botanique de Tunisie, à El Ariana, près Tunis (Tunisie), présenté par MM. Dr Niewengloski et L. Dunoyer.

Il sera statué sur ces admissions à la séance prochaine, le 2 mars.

M. le Secrétaire général fait part des remerciements qu'il a reçus de M. Kamerlingh Onnés à l'occasion de son élection comme membre du Conseil de la Société.

Les ouvrages suivants ont été reçus pour la Bibliothèque :

L. Brillouin. — *La théorie des Quanta et l'Atome de Bohr.* (Conférences-Rapports de documentation sur la Physique).
Ed. Bauer. — *La théorie de la Relativité.*
A. Dufour. — *Oscillographe cathodique pour l'étude des basses, moyennes et hautes fréquences.*

RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 16 FÉVRIER 1923

Remarques au sujet de la communication de M. Déjardin : Sur l'excitation des spectres du mercure et de l'hélium par des électrons de faible vitesse ;

par M. L. Dunoyer.

Les intéressantes observations décrites par M. Déjardin dans la dernière séance, relativement aux modifications que la présence d'hélium produit dans le développement du spectre du mercure sous l'action excitatrice des électrons lents, sont à rapprocher de deux groupes de faits sur lesquels il peut être utile d'appeler l'attention.

Le premier a trait aux modes d'action extrêmement différents de l'hydrogène ou de l'azote et de l'hélium sur la résonance optique superficielle de la vapeur de sodium. L'hydrogène pur, même sous une faible pression de quelques millimètres,

atténue considérablement la résonance [1]; sous une pression de 10 mm elle a presque complètement disparu. L'azote agit de même. Au contraire, l'action de l'hélium sur la résonance superficielle est très faible. C'est ce que j'ai constaté au cours d'une expérience faite en mars 1914 en collaboration avec M. Wood, expérience non encore publiée, à ma connaissance du moins. Si l'on admet dans un petit ballon contenant de la vapeur de sodium pure et chauffé vers 300°, des quantités croissantes d'hélium pur, on constate qu'au moment de l'admission, la résonance disparaît, puis reparaît au bout de quelques secondes. La disparition momentanée vient du refoulement de la vapeur de sodium par l'hélium. Quand la diffusion des deux gaz l'un dans l'autre a eu lieu, la résonance superficielle reparaî avec une intensité à peine plus faible que lorsque la vapeur est pure. On a pu augmenter la pression de l'hélium jusqu'à 333 mm de mercure, maximum de ce que le dispositif expérimental permettait d'obtenir, sans noter de diminution importante de la résonance superficielle. Cette observation tendrait à confirmer que les modifications du spectre de résonance de mercure sont produites non par l'hélium normal, mais seulement lorsque l'atome d'hélium a pris la configuration coplanaire métastable de Franck et Knipping, sous l'action des électrons ayant subi une chute de potentiel de 20,4 volts.

La seconde remarque a pour but de rappeler l'importance que peuvent avoir en spectroscopie des associations métastables entre molécules, ou entre atomes ou entre électrons et atomes, sans qu'il y ait formation de composés chimiques définis. Je pense avoir été un des premiers à introduire cette manière de voir, à propos de la fluorescence verte attribuée à la vapeur de sodium [2]. Cette fluorescence se produit en effet, sous l'action de la lumière blanche, quand on chauffe, dans le vide, du sodium impur, et que la vapeur qui se dégage est mélangée d'une forte proportion de gaz occlus; elle diminue de plus en plus quand le vide s'améliore et je n'ai pu la faire apparaître, même à 400°, dans de la vapeur de sodium tout à fait pure. Elle ne semble donc pas appartenir à cette vapeur, mais seulement aux associations moléculaires métastables qui peuvent se former entre la vapeur et le gaz au moment où ils se dégagent.

M. Déjardin ajoute quelques observations concernant la théorie chimique des « effets He » (formation de combinaisons instables). Il signale les travaux récents de Kimura et Fukuda relatifs à l'influence de différentes vapeurs (mercure, brome, iode) sur les spectres de l'hydrogène. Il fait également remarquer que J. J. Thomson, en analysant par la méthode des rayons positifs les gaz d'un tube ayant contenu du chlorure de radium pendant plusieurs années, a observé une raie correspondant à $\frac{m}{e} = 5$ et devant être vraisemblement attribuée à un composé d'hélium et d'hydrogène.

Remarques sur les observations du déplacement vers le rouge des raies de Fraunhofer;

par M. F. Croze.

Le résumé de cette communication paraîtra dans le prochain bulletin.

---

[1] L. Dunoyer. *Journal de Physique*, t. 4 (1914), p. 29.
[2] L. Dunoyer. *Le Radium*, t. 9 (1912), p. 177.

Sur la mouillabilité des surfaces solides (lames minces, cristaux, substances cireuses, etc.) et sur l'orientation des molécules superficielles (expériences);

par H. Devaux.

Lorsqu'on plonge un corps solide quelconque dans un liquide, il en ressort tantôt avec une pellicule adhérente, continue et persistante, tantôt seulement avec des gouttes éparses, ou même sans liquide adhérent. Dans le premier cas on dit que la substance se mouille parfaitement, dans le second qu'elle se mouille imparfaitement ou pas du tout.

Or, contrairement à ce qu'on pense généralement, la mouillabilité d'une substance par un liquide n'est pas constante, même quand la surface solide est nette de toute souillure. L'observation des lames minces formées sur les liqueurs aqueuses montre en effet une mouillabilité très différente pour les deux faces d'une même lame récemment formée. C'est un fait évident que j'ai cru bon toutefois d'étudier.

1° Sur une lame de verre ayant reçu quelques gouttes d'une solution de sulfate de cuivre, envoyons H^2S pour obtenir une pellicule de CuS au maximum d'épaisseur (10 à 15 mμ). Cette pellicule a l'apparence d'être bien sèche à sa face supérieure, et d'être mouillée de l'autre côté. Pour le vérifier versons un peu d'eau sur un bout : on voit cette eau s'engager aussitôt *sous* la pellicule, au contact du verre et s'étendre de proche en proche; on peut ainsi laver très facilement la face inférieure d'une pellicule, sans courir le moindre risque de mouiller la face supérieure. Et *cette expérience réussit encore avec des pellicules d'épaisseur monomoléculaire* (0,3 mμ).

2° Dressons maintenant la lame de verre et enfonçons-la verticalement dans de l'eau. La pellicule ne s'y enfonce pas : elle abandonne la surface du verre pour celle de l'eau, en se pliant à angle droit : elle flotte bientôt tout entière sur l'eau libre : et *ceci a lieu aussi même si elle n'a qu'une seule molécule d'épaisseur.*

3° Une pellicule de CuS étant formée dans une cuvette, agitons fortement le liquide pour la briser et noyer les fragments : beaucoup de ceux-ci sont en effet submergés; mais si l'on ajoute un peu d'eau de Seltz, ils remontent en grand nombre, chacun rattaché à une bulle. Ces bulles se sont produites parce que chacun des fragments était imparfaitement mouillé, sa face supérieure avait emporté une mince couche d'air.

4° On peut obtenir aussi la submersion en versant un peu d'alcool sur une lame neuve : cet alcool grimpe sur la lame parce qu'il la mouille, à la fin il la disloque et submerge les fragments. Mais cette fois il n'y a pas d'atmosphères superficielles sur ces fragments : l'air y est remplacé par une couche d'alcool retenue fortement.

5° Ces divers faits prouvent surtout que la face supérieure est peu ou point mouillable. En voici un autre qui se rapporte à la mouillabilité de la face inférieure.

Formons une large pellicule de CuS dans une cuvette, et appliquons sur elle une lame de verre; submergeons celle-ci et retirons-la. En la retournant nous trouvons que la pellicule de CuS est collée au verre : elle y est collée par sa face supérieure, celle qui était sèche, de sorte que maintenant l'autre face se trouve à découvert. On voit aussitôt que cette face est parfaitement mouillée, elle est entièrement garnie par une pellicule d'eau bien continue. Le fait est rendu plus frappant si on a rendu auparavant la surface du verre inmouillable en la paraffinant : dans ce cas l'eau n'adhère que là où il y a du CuS.

Or cet essai réussit encore très bien même avec une lame d'épaisseur monomoléculaire, malgré les craquelures inévitables, très nombreuses alors, qui empêchent la continuité du mouillage d'être aussi complète. Il arrive même une perturbation accidentelle pleine d'intérêt. En de nombreux endroits des bulles aplaties subsistent entre la pellicule et le verre : cela n'empêche pas l'eau de former une couche continue, même au-dessus des bulles, quoiqu'elle ne soit maintenue alors que par la pellicule de CuS de 0,3 m μ.

On peut donc affirmer :

1° La grande différence de mouillabilité des deux faces d'une même lame de CuS.

2° La persistance de cette différence même quand la lame est réduite à une seule assise de molécules.

Nous avons ici la démonstration directe, purement expérimentale, que *la molécule de sulfure de cuivre est douée de polarité : elle attire fortement l'eau d'un côté, très peu de l'autre.* C'est la confirmation objective des vues les plus récentes sur la constitution de la couche superficielle des liquides et spécialement des lames d'huile (Langmuir).

Généralisation. — J'en ai conclu que toute surface solide d'un corps quelconque, même en masses épaisses, où les molécules ont pu s'orienter librement lors de la solidification, doit être occupée par des molécules orientées, présentant leur côté mouillable si la face s'est solidifiée au contact de l'eau, et leur côté non mouillable si la face s'est formée au contact de l'air. En particulier :

1° Les corps habituellement peu mouillables, tels que les graisses et les cires, doivent acquérir une face mouillable si on les fait fondre et figer sur l'eau.

2° Les corps habituellement très mouillables, et même très solubles, s'ils prennent l'état solide en présence de l'air, doivent acquérir une face peu mouillable.

Vérification. — Les essais ont vérifié ces prévisions :

1° Des corps gras, des cires, des paraffines, de la naptaline, fondus sur l'eau bouillante, ont donné par refroidissement des plaques de quelques millimètres d'épaisseur, sur lesquelles j'ai constaté une mouillabilité très différente des faces : L'eau roule à la face supérieure, sans adhérer ; *elle se colle au contraire à la face inférieure soit en gouttes, soit même en pellicule continue.*

2° Pour les substances solubles dans l'eau (sels inorganiques, substances organiques diverses) la démonstration est déjà faite en sens contraire. Tout le monde en effet a vu se former des cristaux flottants à la surface des solutions que l'on concentre. Ils s'unissent souvent même en une croûte continue (NaCl, NH^4Cl, NaFl, $KClO^3$, etc.). D'après mes essais il s'agit là d'un fait général, présentant seulement des variations. J'ai pu m'assurer que le flottement est bien dû au non mouillage de portions du cristal, et non à des impuretés. Il se maintient même après transport sur de l'eau pure : quoique celle-ci touche encore les régions non mouillées du cristal, et qu'elle les surplombe, elle refuse d'y grimper : le cristal se dissout sans doute, mais uniquement par dessous. On peut constater enfin que sur les croûtes salines, des gouttes projetées ne s'étendent pas.

Les deux conséquences prévues ont donc été vérifiées.

Naissance de surfaces solides aux dépens de surfaces liquides. — J'ai observé *la naissance de cristaux* sur de fines bulles, adhérentes aux parois, dans des solutions chaudes saturées de $KClO^3$ et de NH^4Cl C'est une variante de la naissance des cristaux à la surface libre, laquelle montre que *l'orientation des molécules garnissant cette surface est réellement une amorce à la naissance d'une face cristalline.* C'est pour une raison semblable que les parois des vases, les grains de poussière, etc.,

servent aussi d'amorce à la naissance de cristaux, plus ou moins facilement, dans les solutions saturées. On peut en déduire que, tout autour d'un cristal en équilibre avec une solution saturée, les molécules en dissolution sont orientées : *le cristal solide est habillé d'un cristal liquide.* De même aussi le long des parois d'un vase et de toute surface limitante, il doit exister *des couches stratifiées :* car l'orientation de l'assise superficielle du liquide entraîne celle des assises plus profondes, au moins sur une certaine épaisseur. *L'état stratifié des couches superficielles des liquides (et secondairement des solides) doit être un phénomène élémentaire et général.* Les brillantes observations de Perrin sur la stratification des lames liquides sont bien en faveur de cette constitution. On peut du reste prévoir une multitude d'autres conséquences des faits étudiés ici (adsorption, constitution des colloïdes, rapports entre l'affinité chimique et les attractions physiques, etc.). Il y en a même d'industrielles : le flottage des minerais (sulfures) permet aujourd'hui de récupérer des milliers de tonnes de cuivre et d'autres métaux (1).

M. André Marcelin, à propos des observations de M. Devaux relatives à l'apparition de cristaux flottants sur la surface libre des dissolutions, rappelle un travail de René Marcelin exécuté en 1914 et dont la publication posthume ne put avoir lieu qu'en 1918.

« Etude expérimentale sur le développement des cristaux, »

(*Ann. de Phy.* 9me série, t. X ; sept. oct. 1918.)

« Structure des cristaux en lames très minces : nouvelle détermination expérimentale des grandeurs moléculaires. »

(*Ann. de Phys.* 9me série, t. X; nov. déc. 1918.)

René Marcelin avait remarqué que lorsqu'on amorce la cristallisation d'une solution alcoolique de paratoluidine, des cristaux apparaissent, puis se développent sur la surface de la solution. Il avait basé sur l'observation de ces cristaux superficiels une étude de l'évolution cristalline. Leur teinte grise initiale révèle une extrême minceur; les colorations des lames minces apparaissent successivement. L'observation microscopique montra que *les cristaux de paratoluidine se développent non pas en profondeur mais en surface par alluvions successives, et que les couches de matière qui se déposent progressent en conservant une épaisseur bien uniforme.* Cette épaisseur peut descendre au moins jusqu'à 3 diamètres moléculaires.

Poussant plus loin l'étude par une méthode optique, René Marcelin put mettre en évidence les divers plans réticulaires des cristaux superficiels et mesurer exactement leur distance : il comparait en lumière blanche parallèle le cristal superficiel présentant les colorations des lames minces avec une lame biréfringente de quartz d'épaisseur variable, placée entre nicols (comparateur Michel-Lévy).

Il trouva *qu'un cristal de paratoluidine peut présenter à sa surface des paliers à bords rectilignes dont la hauteur ne dépasse certainement pas celle de deux molécules et est très vraisemblablement égale à celle d'une seule.*

(1) Fernand Bronckarh; Le flottage des minerais. *Rev. gén. des Sciences*, 15 janvier 1920.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 16 FÉVRIER 1923

La variation de l'aimantation spontanée en fonction de la température : appareil de démonstration pour salle de cours;

par R. Forrer.

Une tige de 1 mm de diamètre et de 4 cm de longueur de la substance à examiner est portée par un fil de torsion horizontal. Elle peut donc se mouvoir dans un plan vertical. Dans ce plan, elle est dirigée à 45° environ sur les lignes de force horizontales d'un aimant permanent. Quand son aimantation décroît l'angle de torsion diminue et un rayon lumineux réfléchi sur un miroir porté par l'équipage mobile décrit une verticale sur un écran.

Le rayon lumineux rencontre aussi le miroir d'un galvanomètre qui mesure la température donnée par un couple thermoélectrique. Le même point lumineux indique donc les températures par son déplacement horizontal sur l'écran.

Ce montage est réalisé très simplement en faisant du couple thermoélectrique lui-même le fil de torsion. Les deux parties, constantan et laiton, sont tendues dans le prolongement l'une de l'autre avec des amincissements appropriés, et sont fixées à la gaine de cuivre qui contient la substance. Le chauffage se fait avec une petite flamme de gaz.

Cet appareil permet de décrire en peu de minutes, à une grande échelle, la courbe de variation de l'aimantation spontanée. On suit le spot avec du fusain. On pourrait aussi photographier.

L'expérience est faite avec le nickel, l'invar, avec un ferronickel irréversible, à 20 pour 100 de nickel, dont l'histoire magnétique compliquée est écrite dans tous ses détails sur l'écran.

L'appareil imaginé pour la démonstration dans une salle de cours se prête aussi à une étude rapide de substances nouvelles.

Remarque sur l'aimantation des alliages nickel-cuivre;

par M. J. Safranek.

L'étude magnétique des alliages nickel-cuivre, faite par Alder en 1916, a montré que dans ces alliages, l'inverse du coefficient d'aimantation varie linéairement avec la température. L'alliage à 80 pour 100 de nickel seul présentait de curieuses anomalies. Je les ai retrouvées sur l'échantillon même étudié par Alder. Par contre elles n'existent pas dans un alliage de même titre que j'ai fondu dans le four à haute fréquence de M. Ribaud. Elles doivent être rapportées à un défaut d'homogénéité. Les propriétés données par Alder pour l'ensemble des alliages nickel-cuivre ne souffrent donc pas d'exception.

OUVRAGES REÇUS

3340. — L. Brillouin. — *La théorie des Quanta et l'Atome de Bohr* (Conférences-Rapports de documentation sur la Physique.)

3341. — Ed. Bauer. — *La Théorie de la Relativité.*

3342. — A. Dufour. — *Oscillographe cathodique pour l'étude des basses, moyennes et hautes fréquences.* (E. Chiron, éditeur, 40, rue de Seine, Paris).

Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176 n°s 5 (29 janvier 1923); 6 (5 février).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, n°s 5 (3 fév. 1923); 6 (10 février 1923).

Revue scientifique, n° 3 (10 février 1923).

Revue générale des Sciences, n° 2 (30 janvier 1923).

Revue d'Optique, n° 12 (décembre 1922).

Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale, t. 134, n° 10 (déc. 1922).

Recherches et Inventions, n°s 43 (3 févr. 1923); 44 (10 février).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès verbal de la Séance du 26 janvier 1923. (n° 2).

Bulletin de la Société française des Electriciens, t. II, n° 20 (décembre 1922).

L'Université de Paris, n° 249 (fév. 1923).

Archives d'Electricité médicale et de Physiothérapie, n° 484 (janv. 1923).

Nature, n°s 2779 (3 february); 2780 (10 febr).

The Illuminating Engineer, vol. XV, n°s 9 et 10 (sept.-oct. 1922).

Science Abstracts. Sect. A. Physics. vol. 26, n° 301 (25 janv. 1923).

Science Abstracts. Index to vol. XXV.

The Journal of the Institution of Electrical Engineers, vol. 61, n° 314 (january 1923).

Proceedings of the Royal Society, vol. 102, n° A, 718 (1 february 1923).

Carnegie Institution of Washington. Contributions from the Mount Wilson Observatory, n°s 234 à 240.

The Journal of Physical Chemistry, vol. XXVII, n° 1 (january 1923).

The American Journal of Science, vol. V, n° 26 (february 1923).

University of Toronto Studies, n°s 130 à 134.

Transactions of the Wisconsin Academy of Sciences, Arts and Letters, vol. XX.

Helvetica Chimica Acta, vol. V, fasc. 7; vol. VI, fasc. I.

Archives des Sciences physiques et naturelles, 5e période, vol. 4 (novembre-décembre 1922).

Bulletin de la Section scientifique de l'Académie roumaine, n°s 3-4 (1922-23).

Bulletin de l'Association des Ingénieurs sortis de l'Institut Montefiore, t. I, 6e série, n° 5 (sept.-oct. 1922.)

Boletin mensual del Observatorio del Ebro, vol. XIII, n°s 4, 5, 6 (abril-junio 1922).

Revue mensuelle de l'Observatoire de Zi-Ka-Weï, n°s 111 à 114 (mars-juin 1923).

Proceedings of the Physico Mathematical Society of Japan, vol. 5, n° 1 (january 1923).

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 183. 2 Mars 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 16 MARS 1923

à 20 heures 30 très précises.

AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — La limitation du spectre solaire ultraviolet. (Projections) : par MM. J. Duclaux et P. Jeantet.

II. — Le magnétisme des terres cuites et ses applications ; par M. R. Chevallier.

SECTION DE STRASBOURG

RÉUNION DU VENDREDI 16 MARS 1923

à 20 heures 30 très précises à l'Institut de Physique

ORDRE DU JOUR :

I. — Le phénomène magnétocalorique et les lois de l'aimantation ; par MM. Pierre Weiss et R. Forrer.

II. — Présentation de la pompe moléculaire d'Holweck (expériences) ; par M. E. Bauer.

SEANCE DU 2 MARS 1923

Présidence de M. Emile PICARD.

Le procès-verbal de la séance du 16 février est adopté.

M. le Président fait part du décès de M. le colonel Ariès, membre du Conseil de la Société. Il exprime les regrets que cause cette mort à la Société et adresse à la famille, l'expression des plus sincères condoléances du Conseil.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

MM. Bourion (François), professeur à la Faculté des Sciences, 65, rue du Général-Fabvier, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

Laville (Gustave), chef des travaux à l'Institut de Physique, 15, rue de Lorraine Nancy (Meurthe-et-Moselle)

Pauthenier (Marcel), maître de conférences à la Faculté des Sciences de l'Université, 50, rue Gauthier-de-Châtillon, à Lille (Nord).

Safranek (Jaroslav), assistant à l'Université de Prague, actuellement à l'Institut de Physique de l'Université de Strasbourg.

Association des anciens Élèves de l'École centrale lyonnaise, 12, rue du Président-Carnot, à Lyon.

Service botanique de Tunisie, à El Ariana, près Tunis (Tunisie).

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

MM. Dik (Hillebrand Willem Johan), docteur ès-sciences physiques, 3e Helmersstraat 276, Amsterdam (Hollande), présenté par MM. P. Zeeman et Sissingh.

François (Marcel), ingénieur chimiste, chef des travaux pratiques de chimie à l'Ecole centrale lyonnaise, 24, rue Sully à Lyon (Rhône), présenté par MM. Rigollot et P. Lemaire.

Labussière (Gaston-Antoine), chef du laboratoire d'optique et de photographie au Service technique de l'Aéronautique, 5, rue Brown-Séquard à Paris XVe, présenté par MM. J. Villey et P. Vernotte.

Lecœuvre (Robert-Marc), chef de laboratoire au Service technique de l'Aéronautique, 19, boulevard Lefebvre à Paris XVe, présenté par MM. J. Villey et P. Vernotte.

Michels (Antonius), assistant au laboratoire de physique de l'Université, 33, Moreelsestraat à Amsterdam (Hollande), présenté par MM. Zeeman et Sissingh.

Niogret (Henri-François-Alexandre), ingénieur diplômé de l'Ecole centrale lyonnaise, attaché au Laboratoire de recherches de la Maison Rochet-Schneider, 123, rue Tête-d'Or à Lyon (Rhône), présenté par MM. L. Lumière et P. Lemaire.

Pilon (Hector-Paul), administrateur délégué de la Société Gaiffe-Gallot et Pilon, 23, rue Casimir-Périer, à Paris VIIe, présenté par MM. Général Ferrié et Ch. Féry.

Simonnet (E. R.), ingénieur chimiste, chef de Laboratoire aux Etablissements Rochet-Schneider, 6 bis, Chemin Feuillat à Lyon (Rhône), présenté par MM. L. Lumière et P. Lemaire.

Il sera statué sur ces admissions à la séance prochaine, le 16 mars.

M. le Secrétaire général indique parmi les ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

C. Gutton. — *La lampe à trois électrodes* (Recueil des Conférences-Rapports de documentation sur la Physique).

Tables annuelles de Constantes et Données numériques de Chimie, de Physique et de Technologie. Vol. IV (1913-14-15-16), 2e partie.

H. Pariselle. — *Les Instruments d'Optique.*

M. le Secrétaire général fait savoir, en outre, que le Comité américain des Tables critiques internationales de Constantes a transmis à la Société par l'intermédiaire de M. C. Marie, son correspondant pour la France, la liste des Constantes fondamentales reproduites ci-dessous.

Le Comité américain serait désireux de connaître les observations et les suggestions présentées par les Physiciens français.

M. le Secrétaire général prie tous les Sociétaires d'examiner cette liste et d'envoyer leurs observations, dans les cinq jours qui suivront la réception du Bulletin à M. C. Marie, 9, rue de Bagneux, Paris VIe.

Constantes fondamentales.

1 litre d'eau pure = 1 kg. = 1,000027 dm^3 (4° C ; 76 cm) (1)

1. U.S. yard = $\frac{3\,600}{3\,937}$ m. = 0,914402 m.

1 English yard = 0,914399 m.

1 Av. pd. = $\frac{1}{2,204622}$ kg. = 0,453592 kg. (2)

1 seconde temps solaire moyen = 1,00273791 seconde temps sidéral.

6438,4696 angströms = longueur d'onde absolue de la raie rouge du cadmium dans l'air sec sous la pression 76 cm à 15° C. (3)

Constante de la gravitation = $6,658.10^{-8}$ $cm^3/g.\ sec^2 \pm 0,0016.10^{-8}$.

Accélération normale de la pesanteur = 980,665 cm/sec^2 (4).

Constante de l'aberration annuelle = 20",47 (5).

Point de fusion de la glace = 273°,2 (6).

Calorie gramme (20° C) = 4.180 joules électriques internationaux.

— = $4,181.10^7$ ergs (valeur provisoire).

Calorie-gramme (15° C) = $4,185.10^7$ ergs.

Constante des gaz, R de la formule $PV = RT$:

P en g par cm^2 ;	V en cm^3 ;	$R = 84,77$ $g.cm^2/°C$
P en atmosphères ;	V en litres ;	$R = 0,08204$ atm./° C
P en dynes par cm^2 ;	V en cm^3 ;	$R = 8,313.10^7$ erg/° C.

Volume de la molécule-gramme d'un gaz parfait :

à 0° C sous 76 cm de Hg (1 013 230 dynes/cm^2) = 22 412 cm^3

à 0° C sous 10^6 dynes/cm^2 = 22 708 cm^3.

Quantum élémentaire de Planck

$h = 6,554.10^{-27}$ erg. seconde (Millikan).

Vitesse de la lumière dans le vide

$c = 299\,860$ km/sec. (Michelson-Newcomb).

Nombre d'Avogadro

$N = 6,06.10^{23}$ (Millikan).

Charge de l'électron

$e = 4,774.10^{-10}$ U.E.S.

$= 1,591.10^{-20}$ U.E.M.

$= 1,591.10^{-19}$ coulombs (Millikan).

Constante de Faraday

$F = 96\,500$ coulombs.

$\frac{e}{m} = 1,769.10^7$ U.E.M./g.

Ohm international = résistance au passage d'un courant continu, d'une colonne de mercure de section constante de 106,300 cm de longueur ayant pour masse 14,4521 g prise à 0° C.

= 1,00052 ohm absolu.

Ampère international = courant électrique constant déposant dans les conditions normales 0,00111800 g d'argent par seconde.

= 0,99991 ampère absolu.

(1) Benoit. *Trav. et Mém.* Bur. Inter. 14, 1910.

(2) Loi des U. S. du 28 juillet 1866 ; la livre avoirdupois est prise égale à 453,5924277 g. *Bureau of Standards* : Tables of Equivalents 1906.

(3) Benoit, Fabry, Pérot. *C. R.*, 144 (1907), 1082. Adoptée par *Inter. Union for cooperation in Solar Research. Trans.*, II, 1907, 20.

(4) Adoptée par le Comité International des Poids et Mesures 1901.

(5) Conférence de Paris.

(6) *Bureau of Standards.* Résultat non publié.

COMMUNICATION FAITE DANS LA SÉANCE DU 16 FÉVRIER 1923

Remarques sur les observations relatives au déplacement vers le rouge des raies de Fraunhofer;

par M. F. Croze.

D'après la théorie d'Einstein, les raies de Fraunhofer doivent être déplacées vers le rouge par rapport aux raies d'émission correspondantes des sources lumineuses terrestres. L'accroissement $\Delta\lambda$ de leur longueur d'onde est donné par la formule $\Delta\lambda = 2,1 . 10^{-6} \lambda$; il doit donc être indépendant de la nature de l'élément auquel appartiennent les raies considérées de même que de l'intensité de ces raies : il doit être de plus proportionnel à leur longueur d'onde. Il est équivalent à celui qui proviendrait par effet Doppler-Fizeau d'un mouvement d'éloignement de 0,634 km par seconde des vapeurs abondantes de l'atmosphère solaire.

Bien que le déplacement prévu par la théorie d'Einstein soit seulement de 0.008 A-U pour les raies de longueur d'onde λ 4000, il est encore assez grand pour être mis en évidence par les observations spectroscopiques. Mais pour en établir l'existence, il ne suffit pas de montrer que les raies de Fraunhofer sont déplacées de la quantité voulue, car d'autres causes peuvent intervenir dans la production de ce déplacement : le phénomène du déplacement des raies par la tension, le phénomène de Doppler-Fizeau, la dispersion anomale. Il faut montrer que les déplacements observés présentent les caractères exigés par la théorie d'Einstein.

Toutes les raies ne sont pas propres à servir de termes de comparaison. Fabry et Buisson ont montré en effet que les raies qui s'élargissent dyssymétriquement sous l'influence d'un accroissement de pression n'ont pas dans l'arc ordinaire leur longueur d'onde normale. Le changement de longueur d'onde qu'elles subissent en passant de l'arc dans le vide à l'arc ordinaire ne résulte pas uniquement de l'effet de pression : il est lié aux circonstances qui produisent l'élargissement dyssymétrique de ces raies. Royds et Saint-John ont d'ailleurs montré que la longueur d'onde de ces raies, dépend de la longueur de l'arc et de l'intensité du courant, qu'elle n'est pas la même suivant que la lumière analysée par le spectrographe provient du centre de l'arc ou du voisinage des pôles. Ces raies ne peuvent donc pas être employées dans l'étude des déplacements des raies de Fraunhofer, à moins qu'on ne les produise dans des conditions où elles se présentent avec leurs longueurs d'onde normales, en utilisant par exemple l'arc dans le vide à la façon de Fabry et Buisson.

Fabry et Buisson ont montré que les déplacements des raies de Fraunhofer attribuées au fer sont toujours déplacées vers le rouge par rapport aux positions normales des raies correspondantes dans l'arc électrique. Malheureusement le nombre des raies qu'ils ont mesurées est trop petit et s'étend sur un domaine trop restreint de l'échelle des intensités pour qu'on puisse tirer de ces excellentes mesures des conclusions définitives sur le caractère des déplacements observés. Mais Evershed et Royds d'une part, Saint-John d'autre part, ont publié depuis des séries de mesures étendues. Il résulte de ces mesures que la *grandeur des déplacements observés varie avec l'intensité des raies considérées*. Voici d'ailleurs, d'après Saint-John quelles sont les valeurs des déplacements pour les différentes intensités.

Intensité.........	2	3	4	5	6	7	8	10-15
$\Delta\lambda$..............	0,0047	0,0038	0,0030	0,0020	0,0042	0,0058	0,0090	0,0110
Nombre de raies..	9	22	29	16	13	5	10	3

Les déplacements des raies du fer ne peuvent donc pas s'expliquer uniquement par l'effet Einstein, qui doit être indépendant de l'intensité des raies.

Ces déplacements ne peuvent pas davantage être dus uniquement à un effet de pression. Pour déterminer la pression dans la couche renversante, Evershed a donné une méthode qui consiste à comparer les déplacements de deux groupes de raies de même longueur d'onde moyenne dont l'effet de pression est connu et différent. La différence entre la pression dans la couche de l'atmosphère solaire où se produisent ces deux groupes de raies et dans l'arc est égale au quotient de la différence des déplacements de ces raies dans le spectre du soleil par la différence des déplacements qu'elles subissent dans un accroissement de pression d'une atmosphère. Cette méthode doit être appliquée à des raies, 1° qui sont symétriques et dont par conséquent l'effet de pression est bien défini; 2° qui ont même origine et même intensité et qui par conséquent doivent être produites par des vapeurs animées des mêmes mouvements; 3° qui ont une dispersion anomale très faible. On trouve alors pour la pression dans la couche renversante du fer une valeur de l'ordre d'une atmosphère, inférieure par conséquent à celle qu'il faudrait pour expliquer la totalité des déplacements observés.

Cette valeur de la pression dans la couche renversante du fer n'est pas d'accord avec celles qu'ont obtenus Salet et Pérot. Le désaccord provient de ce que Salet et Pérot ont utilisé, pour le calcul de la pression, des raies à élargissement dyssymétrique dont l'effet de pression n'est pas nettement défini. La même remarque s'applique aux recherches de Pérot sur la pression dans la couche renversante du magnésium. Les deux raies b_1 et b_2 du magnésium n'ont pas la même longueur d'onde au centre de l'arc et près du pôle négatif : la différence est de 0,012 Å pour l'une de ces raies, de 0,013 Å pour l'autre. C'est sans doute pourquoi les valeurs de l'effet de pression trouvées par Pérot pour ces deux raies diffèrent sensiblement des valeurs de Humphays, et que les grandeurs des déplacements dans le soleil que leur attribuent Pérot d'une part (0,006 Å) et Saint-John d'autre part ($0{,}001_1$ Å) diffèrent notablement. Il ne semble donc pas, jusqu'à plus ample informé, que les mesures de Pérot fournissent une preuve certaine de l'existence de l'effet Einstein.

Il importe d'ailleurs de remarquer que les raies de Fraunhofer sont plus larges et ont en général des longueurs d'onde plus grandes dans le spectre du bord du disque solaire que dans le spectre du centre. Ce déplacement des raies au bord du disque ne peut être dû entièrement à la pression, puisqu'il existe même pour les raies insensibles à l'effet de pression : c'est ainsi que les raies des bandes du cyanogène sont déplacées vers le rouge de 0,002 Å. Il est également difficile de l'interpréter par un effet Einstein. On trouve bien en effet que la différence entre les longueurs d'onde des raies du bord solaire et des raies correspondantes de l'arc est indépendante de l'intensité, comme l'exige la théorie d'Einstein, mais elle n'est pas proportionnelle à leur longueur d'onde comme le voudrait cette théorie. Elle diffère d'ailleurs beaucoup d'un élément à l'autre.

Les observations sur les raies du cyanogène qui sont insensibles à l'effet de pression sont aussi peu favorables à la théorie d'Einstein que les observations sur les raies du fer. On sait que Schwarznhild et Saint-John ont tiré de leurs mesures des conclusions contraires à cette théorie. Les observations plus récentes n'ont pas modifié la situation. Les conclusions que Gube et Bachem en particulier ont tiré de leurs mesures ou de la comparaison des mesures de Rowland sur le spectre solaire avec celles de Uhler et Patturon sur le spectre du cyanogène ne résistent pas à un examen tant soit peu sérieux.

RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 2 MARS 1923.

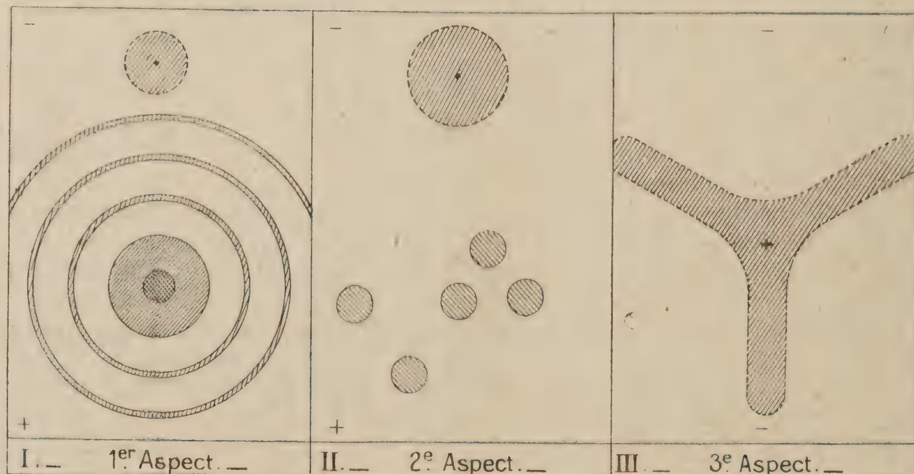
Le phénomène magnétocalorique dans le nickel ;
par MM. Pierre Weiss et R. Forrer.

Cette communication devant être faite le 16 mars, à la section de Strasbourg, le résumé en sera publié dans le prochain Bulletin.

Décharges électriques dans les corps solides ;
par MM. G. Reboul et P. Blot.

Les études faites sur la décharge électrique à travers les corps cristallisés, et d'une manière plus générale à travers les corps peu conducteurs, se rattachent à deux types : 1° Etude de la conductibilité proprement dite (travaux de J. Curie, Bouty, etc.) ; 2° Etude du potentiel réellement disruptif, pour lequel il y a rupture du corps étudié (travaux de Roentgen..., etc.). Or entre ces deux aspects extrêmes de la décharge, celle-ci peut affecter une série de formes diverses qui ne paraissent pas avoir attiré l'attention et que nous avons rencontrées accidentellement au cours d'une étude sur la curieuse propriété qu'ont les corps peu conducteurs, que traverse un courant électrique, d'émettre un rayonnement très absorbable.

Les expériences sont très faciles à répéter : dans une boîte opaque, dont le couvercle en ébonite porte deux électrodes à piston, on dispose une plaque photographique, au-dessus de laquelle est placée une lame transparente à faces parallèles, par exemple une lame de quartz assez épaisse (3 millimètres). Sur cette lame appuient les deux électrodes; celles-ci sont reliées soit aux pôles d'une machine électrostatique ou d'une batterie de petits accumulateurs, soit aux extrémités du secondaire d'une bobine d'induction : au moyen d'une coupure de quelques millimètres, en dérivation sur les électrodes, on peut faire varier la tension maxima existant entre celles-ci. On fait fonctionner la source électrique pendant un temps qui, suivant les conditions, peut varier de quelques minutes à quelques heures ; au développement, on constate que la plaque impressionnée présente l'un des aspects suivants.



I. — 1er Aspect. — II. — 2e Aspect. — III. — 3e Aspect. —

Premier aspect. — Autour du pôle positif, on aperçoit une série de cercles concentriques et équidistants ; leur nombre, qui est en général de trois ou quatre, augmente considérablement si on change les conditions de l'expérience de manière que le temps de pose soit très long ; ainsi sur certains de nos clichés on peut en compter jusqu'à treize. C'est là un premier aspect de la décharge.

L'explication de cette apparence est assez facile, elle est identique à celle que Cornu a donnée pour les halos des lames épaisses : les anneaux concentriques sont dus à des réflexions successives subies sur les faces de la lame par les rayons lumineux qui cheminent à son intérieur sous un angle voisin de l'angle de réflexion totale. La distance qui sépare les traces de 2 anneaux successifs, permet, connaissant l'épaisseur de la lame, de calculer l'angle limite et par suite l'indice de réfraction moyen de la lame. Par exemple avec une lame de quartz de 3 millimètres d'épaisseur environ, on trouve un angle de réflexion totale de 40° 26, et un indice de réfraction de 1,54.

L'expérience réussit avec toute autre substance que le quartz et permet une détermination rapide de l'indice de réfraction moyen de ces substances ; elle peut aussi être répétée avec une source de lumière autre que l'étincelle électrique, par exemple, avec un arc au mercure convenablement disposé.

Deuxième aspect. — Ce premier aspect n'a en soi rien de bien surprenant, mais quand on augmente la tension qui produit la décharge électrique, les anneaux concentriques disparaissent et sont remplacés par une série de taches circulaires, nettement séparées les unes des autres, de même diamètre et dont l'apparence est reproduite par le schéma II de la figure. Le diamètre de ces taches, rigoureusement circulaires et à bords très nets, ne dépend que de l'épaisseur de la lame et de son indice de réfraction, par exemple avec la lame de quartz dont il est question plus haut ce diamètre est de 5 millimètres.

Tout se passe comme si ces taches circulaires étaient produites par un faisceau de rayons ayant la forme d'un cône dont le sommet se trouverait sur la face supérieure de la lame et dont l'angle au sommet serait égal à l'angle limite. La mesure du diamètre de ces taches permet, elle aussi, de déterminer l'angle limite et la valeur de l'indice de réfraction de la substance dont est formée la lame.

Troisième aspect. — Enfin, si la lame est cristallisée et si la tension de décharge est encore plus grande, l'aspect présenté par cette décharge est lié à la symétrie du cristal. Ainsi avec une lame de quartz perpendiculaire à l'axe, on obtient une apparence comme celle du schéma III de la figure.

Avec une lame de mica on obtient également des lignes divergentes partant du point de contact des électrodes ; ces lignes, qui représentent par conséquent des directions privilégiées pour la décharge électrique, sont les mêmes que celles que fait apparaître sur le mica la pression d'une pointe mousse ; on sait que ces dernières directions sont liées à la symétrie du mica.

Explication. — L'explication de ces divers aspects de la décharge paraît être en gros la suivante :

1. Quand la tension de décharge est faible : aux points de contact des électrodes et de la lame se produisent des aigrettes lumineuses, qui donnent naissance (surtout autour du pôle positif) à des halos dus à des réflexions successives sur les faces de la lame.

2. La tension augmentant, une partie de la décharge passe dans les couches d'air au contact de la lame, dans lesquelles il y a une ionisation intense, les aigrettes localisées sur les électrodes disparaissent avec les halos qu'elles produi-

saient. Les grains de poussière ou les points d'hétérogénéité, qui sont sur la surface de la lame, provoquent la production d'aigrettes d'où l'apparence des taches circulaires du deuxième aspect.

3. Quand on augmente encore la tension de la décharge, il se produit des étincelles, qui restent localisées dans les couches d'air avoisinant la lame et dont la production est facilitée dans certaines directions. Ces directions sont probablement celles pour lesquelles le pouvoir inducteur spécifique ou la conductibilité électrique ont des valeurs particulières, c'est-à-dire qu'elles sont liées à la symétrie du cristal.

SECTION DE NANCY

SÉANCE DU 3 MARS 1923.

Remarques sur la relativité généralisée ;

par M. G. Darmois.

Quel sens précis convient-il de donner à cette affirmation, que les lignes d'univers des particules matérielles libres sont des géodésiques du ds^2 ?

Le point matériel n'est pas définissable en relativité généralisée. Au voisinage d'une particule, un certain ds^2 extérieur est valable ; à l'intérieur il en faut un autre. La démonstration classique, peu précise, fournit pour la particule une géodésique du ds^2 intérieur.

On ne peut donc espérer des résultats corrects qu'en prenant une particule infiniment petite. En particulier, le problème des deux corps, de masses comparables, reste non résolu. Il en résulte que la solution du problème de Mercure n'est pas fondée. D'ailleurs, elle n'explique pas le mouvement du périhélie de Saturne,

Problème général. — Il faut trouver deux ds^2 différents, l'un extérieur, l'autre intérieur à la matière, se prolongeant avec continuité des potentiels et de leurs dérivées premières.

Solution locale du problème extérieur. — Le résultat est le suivant :

Soit donné un espace quelconque, à trois dimensions, non caractéristique au sens d'Hadamard et l'espace parallèle infiniment voisin. Si cette tranche d'espace satisfait à quatre conditions invariantes, la solution est unique.

Solution locale du problème intérieur. — Soit donnée une tranche géodésique non caractéristique. Les valeurs initiales de la vitesse généralisée sont connues ; si on y joint les valeurs de la densité, on a une solution unique, si la vitesse initiale n'est pas tangente à l'espace initial.

Conditions de prolongement. — Les conditions de continuité imposent justement à la vitesse généralisée d'être tangente à l'espace de séparation. Dans ce cas, les données initiales ne sont plus arbitraires ; on a la condition nécessaire :

L'espace de séparation est engendré par des géodésiques communes à l'espace extériaur et à l'espace intérieur. — Si la masse est petite, on comprend alors la signification de l'énoncé d'Einstein.

M. Croze fait remarquer que ce qu'il y a d'intéressant dans la théorie d'Einstein, c'est qu'elle met en évidence ce fait physique qu'une masse matérielle de grandeur finie occupe nécessairement une portion finie de l'espace, et que le minimum d'espace qu'elle occupe croît nécessairement avec sa masse. Il demande

si ce minimum est déterminé par le rayon de la sphère singulière de Schwartzschild.

M. Darmois répond que ce rayon est bien certainement un minimum, mais que ce minimum ne peut être atteint sans tomber dans ces régions à discriminant nul exclues par Einstein dans son mémoire fondamental de 1916. Il en résulte que le ds^2 devant changer à l'intérieur de la matière, il n'y a, à proprement parler, dans un univers d'Einstein aucune singularité.

Anisotropie des molécules actives et constitution chimique;
par M. R. de Mallemann.

La théorie de l'orientation de Cotton-Langevin peut être étendue *à la polarisation rotatoire* et aux phénomènes connexes comme la polarisation rotatoire magnétique et la diffusion de la lumière par les molécules actives. (Dans ce dernier cas, par exemple, on prévoit une légère déviation de la direction des vibrations diffusées, proportionnelle à l'indice. Il semble toutefois, d'après les travaux récents de Cabannes et de Raman, que l'application du principe de l'incohérence des phases de Lord Rayleigh aux *liquides* ne puisse être maintenue sans modifications).

L'auteur avait d'abord conservé le terme rotationnel de Drude, dont l'origine est mal définie ; de plus, il avait admis, pour simplifier, l'existence de directions principales dans le groupe actif, ce qui paraît peu légitime, vu la dyssymétrie de ce groupe.

Une hypothèse très générale sur la constitution de l'atome, permet d'aboutir aux équations de la polarisation rotatoire sans conserver le terme de Drude : il suffit d'admettre qu'il existe à l'intérieur du groupe actif deux espèces de liaisons électroniques, les unes quasi élastiques, les autres quasi rigides. On montre alors facilement que le *déphasage* existant du fait même de la propagation de l'onde, produit un *couple* électrique, dont l'action sur le système rigide entraînera une réaction sur les électrons optiques.

Le couple étant du second ordre, il faut pousser le développement du champ intérieur jusqu'aux dérivées secondes. L'introduction de la force de réaction supplémentaire dans les équations du mouvement des électrons conduit alors, par intégration statistique, à une expression générale du pouvoir rotatoire en fonction de trois coefficients dits « d'activité optique ». La présence des neuf coefficients élastiques exprimant l'inexistence des directions principales fait d'ailleurs disparaître certaines anomalies présentées par la théorie simplifiée.

Pour un essai d'interprétation des résultats, il est avantageux de prendre des axes liés à chaque groupe asymétrique individuel, au lieu de considérer en bloc la molécule entière dont la forme nous est inconnue. En effet, dans le cas des composés organiques, il paraît légitime de prendre pour figure du groupe asymétrique celle d'un tétraèdre régulier *déformé*. Les axes choisis seront dans ce cas des directions parallèles aux trois axes binaires du tétraèdre non déformé.

On peut alors essayer d'exprimer *qualitativement*, la déformatiou du tétraèdre par rapport à chacun de ses axes. Pour de petites déformations, la symétrie cylindrique est remplacée par une triple dyssymétrie hélicoïdale susceptible de *signe*, et qui, pour chaque direction, est une fonction du produit des différences deux à deux des charges des noyaux substitués. Les trois coefficients d'activité principaux, exprimant respectivement la même dyssymétrie dynamique, on peut, en première analyse, représenter ces trois coefficients par trois produits de deux facteurs, qui géné

ralisent la notion de « produit d'asymétrie » introduite par Guye. L'interprétation et les conséquences diffèrent de celles de cet auteur.

Ces expressions sont en accord qualitatif avec les résultats généraux de l'expérience (inverses optiques, inactivité pour un ou plusieurs plans de symétrie, décroissance de la variation de $[\alpha]_{\nu}$ dans le cas de chaînes etc.). Les comparaisons numériques sont actuellement impossibles, vu notre ignorance des coefficients d'anisotropie du groupe actif; l'étude expérimentale de la biréfringence électromagnétique des corps actifs permettra peut-être d'obtenir de ce côté quelques renseignements utiles.

Sur les sulfures de zinc phosphorescents ;

par M. A. Guntz.

Le sulfure de zinc phosphorescent connu jusqu'à présent a une belle phosphorescence verte due à des traces de cuivre. En remplaçant partiellement le sulfure de zinc par le sulfure de cadmium, isomorphe, on modifie le diluant dans ses propriétés et la phosphorescence verte passe progressivement au rouge, avec des doses élevées de sulfure de cadmium allant jusqu'à 40 pour 100.

Ce déplacement du spectre d'émission du phosphorogène cuivre peut provenir de l'absorption croissante du sulfure de zinc dans la région spectrale verte et violette, absorption provoquée par le sulfure de cadmium, composé coloré en rouge. On observe un déplacement correspondant des spectres d'excitation de la phosphorescence.

Au point de vue de l'action de la température, tous ces sulfures dérivent du sulfure de zinc. A la température de l'oxygène liquide, il y a encore phosphorescence, elle est même en progrès pour les rayons rouges. A la température de 100°, la durée de la phosphorescence est déjà diminuée. A 250° elle est très faible et à 380° il ne reste qu'une fluorescence. L'auteur montre par expérience ces diverses propriétés ainsi que la brillante thermoluminescence que l'on obtient en réchauffant rapidement tous ces sulfures colorés.

OUVRAGES REÇUS

3343. — C. Gutton. — *La lampe à trois électrodes.* (Recueil des Conférences-Rapports de Documentation sur la Physique.)

3344. — *Tables annuelles de Constantes et Données numériques de Chimie, de Physique et de Technologie*, vol. IV (1913-14-15-16), 2e partie.

3345. — H. Pariselle. — *Les Instruments d'Optique.* (Collection A. Colin, 103, boulevard Saint-Michel, Paris.)

Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176 nos 7 (12 février); 8 (19 février).

Le Journal de Physique et le Radium, t. IV, série VI, n° 1 (janvier 1923).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, nos 7 (17 février 1923); 8 (24 février).

Revue scientifique, n° 4 (24 février 1923).

Recherches et Inventions, nos 45 (17 février); 46 (24 février).

Revue générale des Sciences, n° 3 (15 février).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès verbal de la Séance du 9 février 1923 (n° 3). — Mémoires et Compte rendu des Travaux (Bulletin d'octobre-décembre 1922, nos 10-11-12).

Bulletin de l'Union des Physiciens, n° 159 (janvier 1923).

Bulletin de la Société Industrielle de Mulhouse, t. LXXXVIII, n° 10 (décembre 1922).

The Physical Society of London-Proceedings, vol. 35, Part. 2 (15 february).

Nature, nos 2781 (17 february); 2782 (24 february).

The Journal of the Institution of Electrical Engineers, vol. 61, n° 315 (february 1923).

Science Abstracts. Sect. A. Physics. vol. 26, n° 302 (25 february 1923).

Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, vol. XXI, Part. IV (8 febr.).

Journal of the Franklin Institute; vol. 195, n° 2 (february 1923).

Popular Astronomy, vol. XXXI, n° 2 (february 1923).

Journal of the American Institute of Electrical Engineers, vol. XLII, n° 2 (february 1923).

Revue trimestrielle canadienne, vol. VIII (décembre 1922), n° 32.

AVIS

L'exercice 1922-1923 (année 1923), est commencé depuis le 1er novembre.

Pour éviter à la Société des frais onéreux et des difficultés pour le recouvrement, le montant des cotisations peut être adressé, dès maintenant, au Trésorier :

M. A. JOBIN, 31, rue Humboldt, Paris, XIVe,

soit directement, soit par l'intermédiaire de

M. J. HULOT, 8, rue Daguerre, Paris, XIVe

agent de la Société, adjoint au Trésorier.

Le payement peut se faire en espèces, par chèque barré, mandat-carte ou chèque postal (Compte N° 227-92, Paris).

Le payement par chèque postal, dont les frais sont minimes, est à recommander.

CONFÉRENCES-RAPPORTS DE DOCUMENTATION SUR LA PHYSIQUE

(*ANNÉE 1922-1923 — 2e Semestre*)

Les Conférences auront lieu à l'Amphithéâtre de Physique de la Sorbonne à 20 heures 45, aux dates indiquées ci-dessous :

PROGRAMME

M. A. DAUVILLIER
Docteur ès Sciences.

La technique des Rayons X.

Mardi 13 mars 1923. — Généralités. Les tubes à Rayons X caractérisés par leur cathode. Cathodes à afflux, incandescentes et pointues. Leurs propriétés. Anticathodes rayonnantes et à refroidissement artificiel. Tubes de laboratoire. Tubes de grande puissance et pour très haute tension. Dispositifs de protection.

Mardi 20 mars 1923. — Etude comparée de générateurs de haute tension- Tensions pulsatoire, sinusoïdale et constante. Mesures électrique et de rayon. nement. Applications des Rayons X.

M. Henri ABRAHAM
Professeur à la Sorbonne.

Principes généraux et état actuel de la T. S. F.

Mardi 24 avril 1923.
Mardi 1er mai 1923.
Mardi 8 mai 1923.

M. Victor HENRI
Professeur à l'Université de Zurich.

Spectres d'absorption et de fluorescence.

Mardi 22 mai 1923. — Spectres d'absorption des corps à l'état atomique. Vapeurs métalliques. Détermination de l'état normal des atomes. Relations avec le potentiel d'ionisation des atomes.

Mardi 29 mai 1923. — Spectres d'absorption moléculaire des corps à l'état gazeux, liquide et solide. Structure et théorie des spectres de bande. Relation entre les spectres de bande et la constitution chimique des molécules. Calcul des grandeurs fondamentales des molécules à partir des spectres de bande.

Mardi 5 juin 1923. — Spectres de résonance et de fluorescence. Relation avec l'absorption. Potentiels de résonance des vapeurs métalliques. Fluorescence des molécules; période latente de fluorescence. Relation entre la fluorescence et la constitution chimique des molécules.

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 184. 16 Mars 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 20 AVRIL 1923

à 20 heures 30 très précises.

AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — Propriétés optiques des Rayons X mous. Diffraction. Réflexion. (Projections et Appareils); par M. F. Holweck.

II. — Chronographe électrique enregistrant, en chiffres, le temps au centième de seconde (Projections); par MM. Paul Ditisheim et H. Chrétien.

SECTION DE STRASBOURG

RÉUNION DU VENDREDI 20 AVRIL 1923

à 20 heures 30 très précises, à l'Institut de Physique.

ORDRE DU JOUR :

I. — Recherches d'optique atmosphérique effectuées a l'observatoire Vallot au Mont Blanc (projections); par MM. A. Danjou et E. Bauer.

II. — Sur la magnétochimie des sels de cobalt en solution; par M. Chatillon.

SÉANCE DU 16 MARS 1923.

Présidence de M. Emile PICARD.

Le procès-verbal de la séance du 2 mars est adopté.

M. le Président fait part du décès de M. Van der Waals, membre honoraire de la Société. Il rappelle le rôle éminent qu'a joué M. Van der Waals dans le développement de la physique des fluides, introduisant la notion des états corres-

pondants, et la célèbre équation qui porte son nom. Il est l'interprète de la Société pour exprimer à la famille de M. Van der Waals les sentiments de deuil que lui inspire la disparition d'un collègue qui faisait si hautement honneur à la Société.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

MM. Dik (Hillebrand Willem Johan), docteur ès sciences physiques, 3e Helmersstraat 276, Amsterdam (Hollande).

François (Marcel), ingénieur chimiste, chef des travaux pratiques de chimie à l'Ecole centrale lyonnaise, 24, rue Sully à Lyon (Rhône).

Labussière (Gaston-Antoine), chef du laboratoire d'optique et de photographie au Service technique de l'Aéronautique, 5, rue Brown-Séquard à Paris XVe.

Lecœuvre (Robert-Marc), chef de laboratoire au Service technique de l'Aéronautique, 19, boulevard Lefebvre à Paris XVe.

Michels (Antonius), assistant au laboratoire de physique de l'Université, 33, Moreelsestraat à Amsterdam (Hollande).

Niogret (Henri-François-Alexandre), ingénieur diplômé de l'Ecole centrale lyonnaise, attaché au Laboratoire de recherches de la Maison Rochet-Schneider, 123, rue Tête-d'Or à Lyon (Rhône).

Pilon (Hector-Paul), administrateur délégué de la Société Gaiffe-Gallot et Pilon, 23, rue Casimir-Périer, à Paris VIIe.

Simonnet (E. R.), ingénieur chimiste, chef de Laboratoire aux Etablissements Rochet-Schneider, 6 bis, Chemin Feuillat à Lyon (Rhône).

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

MM. Du Mond (Jesse M.), ingénieur adjoint au California Institute of Technology, 615, South Mentor Ave, Pasadena (Californie) U. S. A.; présenté par MM. P. Epstein et L. Dunoyer.

Errera (Jacques), docteur ès sciences, 5, avenue Victor-Emmanuel, Paris, présenté par MM. Langevin et Courtines.

Gaudechon (Charles-Louis-Henry), docteur ès sciences, 49, rue Montlosier à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme), présenté par MM. J. Duclaux et Ch. Marie.

Longchambon (Louis), professeur de Minéralogie à la Faculté des Sciences, place Carnot à Nancy (Meurthe-et-Moselle), présenté par MM. E. Darmois et R. de Mallemann.

Lucas (René), préparateur à l'Ecole de Physique et Chimie, 8, avenue du Maine, Paris, présenté par MM. P. Langevin et A. Cotton.

Paillot (René), professeur à la Faculté des Sciences, 2, rue de Bruxelles à Lille (Nord), présenté par MM. Damien et G. Bruhat.

Quinet (Paul-François), chef de travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, 50, rue Gauthier-de-Châtillon à Lille (Nord), présenté par MM. Damien et G. Bruhat.

Verone (Salvador), chimiste de l'Institut du Radium de Buenos-Ayres, O'Higgins 1427, Buenos-Ayres (Argentine), présenté par MM. Szilard et L. Dunoyer.

Il sera statué sur ces admissions à la séance prochaine, le 20 avril.

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 16 MARS 1923

La limitation du spectre solaire ultraviolet;

par MM. J. Duclaux et P. Jeantet.

Le rayonnement du Soleil est très voisin de celui d'un corps noir à la température de 6000°. Le spectre solaire ultraviolet devrait être observable photographiquement jusqu'à la longueur d'onde 900 Å. En fait, il ne l'est que jusqu'à 2900 Å. La partie manquante représente, en énergie, environ 4 pour 100 du rayonnement total. Si elle n'était pas absorbée, la vie deviendrait rapidement impossible sur la Terre. L'étude des causes de l'absorption intéresse donc plusieurs sciences.

La première de ces causes consiste dans la présence de l'ozone dans l'atmosphère. MM. Fabry et Buisson ont montré que l'absorption dans la région 3100-2900 Å. était due à une couche d'ozone de 3 millimètres d'épaisseur en moyenne. L'existence de cette quantité d'ozone explique la disparition du spectre entre les longueurs d'onde 2900 et 2100 Å; mais s'il n'y avait qu'elle, le spectre devrait reparaître au delà. Il y a donc d'autres matières absorbantes entre le Soleil et nous. Il est très probable qu'elles sont dans l'atmosphère terrestre.

La brume, la diffusion moléculaire, l'absorption par l'oxygène ou les gaz carbonés permettraient d'expliquer un affaiblissement des radiations considérées, mais non leur disparition : cependant pour l'oxygène l'absence de mesures précises ne permet pas une affirmation nette.

Nous avons trouvé que de toute manière la quantité de gaz ammoniac contenue dans l'air était suffisante pour expliquer la disparition du spectre solaire au-dessous de 2000 Å environ. Il suffit pour cela d'une épaisseur de 0,5 millimètre de ce gaz à la pression atmosphérique : répartie uniformément dans l'air cette quantité de gaz ne donne que quelques centièmes de milligramme par mètre cube, c'est-à-dire justement ce que l'air contient en moyenne d'après les analyses de M. Levy.

S'il n'y avait dans l'air que de l'ozone et de l'ammoniac, le spectre solaire devrait réapparaître sous la forme d'une bande très étroite autour de 2100 Å. Il est possible qu'il en soit ainsi : on aurait beaucoup plus de chances d'observer cette réapparition en opérant à une altitude élevée, car à l'inverse de l'ozone, l'ammoniac n'existe sans doute qu'au voisinage du sol. Ces deux gaz réagissent d'ailleurs l'un sur l'autre en donnant du nitrite que les pluies ramènent au sol.

L'existence des êtres vivants dépend entièrement de la couche d'ozone dont la présence a été démontrée par MM. Fabry et Buisson. Cet ozone est formé par l'action sur l'oxygène des rayons plus courts que 2000 Å environ. Si une vapeur telle que la vapeur d'eau, ou le gaz carbonique, ou un gaz carboné tel que le méthane ou le cyanogène venait à s'interposer, même en couche extrêmement mince, entre le Soleil et la Terre, l'ozone ne se reformant plus disparaîtrait en quelques jours et nous laisserait exposés au rayonnement ultraviolet compris entre 2900 et 2100 Å, de telle sorte que toute vie disparaîtrait en peu de temps. Cela pourrait arriver par suite du passage d'une comète contenant ces gaz. Un tel accident est improbable, mais il a pu cependant se produire au cours de l'histoire de la Terre. Contrairement à ce qu'on pourrait croire, une diminution dans la température du Soleil produirait des résultats du même ordre.

Le magnétisme des terres cuites et ses applications;
par M. R. Chevallier.

A la base de l'utilisation de l'aimantation des terres cuites pour l'étude historique du champ terrestre se trouvent implicitement ces trois hypothèses :

1° L'aimantation prise par la terre cuite est uniforme.

2° La direction définie par cette aimantation uniforme est celle du champ magnétique dans lequel la terre cuite s'est refroidie.

3° Cette direction se conserve invariable dans la substance pendant un temps pratiquement indéfini, malgré les variations climatériques de température, humidité... etc., malgré les chocs, et enfin malgré un séjour de quelques milliers d'années dans un champ magnétique petit, d'orientation quelconque. Ceci étant admis, on peut en tirer aussitôt ces conséquences :

Si l'on connaît l'orientation géographique de la substance pendant son refroidissement, la détermination de son magnétisme *actuel* fournira la direction du champ terrestre à la même époque.

Si l'on connaît seulement un plan horizontal, elle fournira l'inclinaison.

D'où possibilité d'étudier historiquement le champ terrestre en utilisant l'aimantation des terres cuites.

Malheureusement les trois propositions fondamentales sont restées à l'état de *pures hypothèses*. Les faits apportés donnent à peine des présomptions.

Dans le but d'éclairer un peu la question, j'ai étudié trois groupes de briques à l'aide de méthodes d'induction, soit par simple impulsion balistique, soit par résonance en animant, à l'intérieur d'une bobine la substance aimantée d'un mouvement de rotation uniforme ayant précisément la période d'oscillation du galvanomètre.

Avec l'appareil utilisé, on décèlerait par résonance le magnétisme d'une fraction de milligramme d'acier bien aimanté.

Le premier groupe était constitué de 10 briques contemporaines, le second de onze briques chaldéennes de trois siècles avant notre ère, le troisième de dix-sept briques chaldéennes beaucoup plus anciennes (une trentaine de siècles avant notre ère).

Les nombres obtenus prouvent :

1° Que l'aimantation prise par la terre cuite est rigoureusement uniforme à la précision près des mesures.

2° Que parmi les briques d'une même époque, il y en a qui fournissent presque exactement la même direction d'aimantation par rapport aux faces.

Ce que l'on peut interpréter en admettant qu'elles ont été cuites dans un même four et que la stabilité d'aimantation est indéfinie (dans le cas actuel, cinquante siècles).

3° On peut grouper tous les résultats en posant en principe nos trois hypothèses et admettant que la cuisson fût faite dans des fours inclinés de 11 à 13° sur l'horizon mais orientés de façon quelconque.

Les briques contemporaines fournissent alors l'inclinaison de 1830 soit 65°.

Les briques chaldéennes respectivement 35° et 31° 30′ valeur plus faibles que le minimum de l'inclinaison actuelle au même point soit 42°.

SECTION DE STRASBOURG

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU VENDREDI 16 MARS 1923.

Le phénomène magnétocalorique et les lois de l'aimantation;

par MM. Pierre Weiss et R. Forrer.

Le phénomène magnétocalorique consiste dans une élévation de température réversible qui se produit au moment de l'aimantation. Pour un champ de 20000 gauss il est de 0,03° à la température ordinaire et de 1,3° au point de Curie. Découvert à l'occasion du relevé exact des isothermes magnétiques du nickel (en collab. avec A. Piccard), il est devenu à son tour un moyen d'investigation du ferromagnétisme.

La notion de champ moléculaire conduit à l'aimantation spontanée. Le champ magnétique, en coordonnant l'aimantation spontanée, livrée au hasard, rend apparente cette aimantation déjà existante. Il produit aussi un accroissement vrai de l'aimantation. La séparation de ces deux effets est la grande difficulté du problème de l'aimantation. Elle est résolue par le phénomène magnétocalorique qui n'accompagne que les variations vraies de l'aimantation.

Il permet de ramener, pour les diverses températures, les courbes d'aimantation apparente aux courbes de l'aimantation vraie. On peut alors relever sur les données expérimentales les deux lois dont dépend l'aimantation d'un ferromagnétique : celle de l'équilibre statistique sous l'influence de l'agitation thermique et du champ extérieur augmenté du champ moléculaire et celle qui donne le champ moléculaire en fonction de l'aimantation.

Le champ moléculaire H_m est une notation magnétique pour des forces de nature non magnétique. On peut généraliser la définition primitive — la proportionnalité à l'aimantation σ — en posant : $H_m = - \partial U / \partial \sigma$, où U est l'énergie interne. Cette nouvelle définition ne suppose plus rien sur la nature des forces. La thermodynamique donne alors très simplement les lois du phénomène magnétocalorique : au-dessus du point de Curie, l'échauffement est proportionnel au carré de l'aimantation, au-dessous de ce point il est proportionnel à l'excès du carré de l'aimantation sur le carré de l'aimantation spontanée.

Aux températures où il existe une aimantation spontanée notable, c'est-à-dire dans le cas du nickel au-dessous de 300° jusqu'à la température ordinaire, le phénomène magnétocalorique est proportionnel au champ.

Les très nombreuses expériences, représentées par des familles de courbes, vérifient ces lois avec une grande précision.

Une formule analogue à la formule de Clapeyron permet de déduire de l'observation du phénomène magnétocalorique la chaleur spécifique vraie de la substance. Les valeurs ainsi trouvées reproduisent exactement celles qu'a données le calorimètre, dans tout l'intervalle de la température ordinaire à 420°, et notamment la discontinuité au point de Curie, à 357°.

Cette étude expérimentale donne donc les principales lois du phénomène magnétocalorique. Leur accord avec la théorie accroît beaucoup la solidité des notions de champ moléculaire et d'aimantation spontanée.

Ajoutons, à titre d'indication provisoire, que ces expériences montrent aussi

que, dans tout l'intervalle du point du Curie à la température ordinaire, le champ moléculaire est exactement proportionnel à l'aimantation, conformément à l'hypothèse du champ moléculaire sous sa première forme.

Confirmation de la structure des corps smectiques par la diffraction des rayons X;

par E. Friedel.

Des expériences, effectuées récemment par M. de Broglie et l'auteur, établissent que, à l'encontre des corps nématiques et des corps cholestériques qui, d'après les essais de Huckel, ne donnent aucune diffraction nette des rayons X, les corps smectiques diffractent ces rayons : en dirigeant sur une masse d'oléate de sodium, de potassium ou d'ammonium (corps smectiques à froid) qui présente toutes les orientation possibles un faisceau de rayons provenant d'un tube à anticathode de cuivre (faisceau sensiblement monochromatique et de longueur d'onde 1,54 Å), on obtient sur une plaque normale au rayon direct une série d'anneaux de diffraction correspondant aux différents ordres de réflexion sur une même série de surfaces parallèles.

Ceci confirme entièrement l'hypothèse de G. Friedel suivant laquelle les corps smectiques, et eux seuls parmi les corps mésomorphes, présenteraient une répartition périodique des molécules par surfaces parallèles équidistantes (ces surfaces formant, comme on sait, des familles de cyclides de Dupin).

La distance entre points homologues de deux couches successives est, pour l'oléate de sodium, de 43, 5 Å, à environ 2 pour 100 près, en plein accord avec les mesures de Wells sur les « feuillets élémentaires » dont se composent les lames minces d'eau de savon.

L'étude des intensités des anneaux successifs permettra d'atteindre la structure atomique des corps organiques qui présentent l'état smectique. D'autre part, l'expérience constitue une mesure directe, sans doute susceptible d'une plus grande précision, des longueurs d'ondes de rayons X à partir des longueurs d'ondes optiques. Enfin, grâce à la longueur de leurs molécules, les corps smectiques fournissent des réseaux de diffraction ayant des équidistances beaucoup plus grandes que les réseaux cristallins et qui permettront peut-être la mesure directe des longueurs d'ondes des rayons X très mous, mesure que l'on n'a pu jusqu'à présent faire qu'indirectement, en se basant sur la relation des quanta.

Depuis la séance du 16 mars, M. L. Guillet, directeur de l'Ecole centrale des Arts et Manufactures, a demandé l'insertion de l'avis suivant :

La chaire de physique générale à l'École Centrale des Arts et Manufactures est vacante.

Les candidats devront adresser leurs demandes accompagnées de leurs titres à M. le Directeur de l'Ecole Centrale, 1, rue Montgolfier, Paris IIIe, avant le 29 avril 1923.

OUVRAGES REÇUS

Br. 190. — Ch. A. Mestre. — *Mémoire sur un appareil d'alimentation automatique des cylindres d'une locomotive, marchant à régulateur fermé.*

Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176, nos 9 (26 février 1923); 10 (5 mars 1923).

Le Journal de Physique et le Radium, t. IV, série VI, n° 2 (février 1923).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, nos 9 (3 mars 1923); 10 (10 mars 1923).

Bulletin de la Société française des Electriciens, t. III, n° 21 (janvier 1923).

Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale, t. 135, n° 1 (janvier 1923).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès verbal de la Séance du 23 février 1923 (n° 4).

Revue générale des Sciences, n° 4 (28 février 1923).

Recherches et Inventions, nos 47 (3 mars 1923); 48 (10 mars).

Revue scientifique, n° 5 (10 mars 1923).

L'Astronomie (mars 1923).

Archives d'Electricité médicale et de Physiothérapie, n° 485 (février 1923).

Bulletin de l'Union des Physiciens, nos 160-161 (février-mars 1923).

Revue d'optique, n° 1 (janvier 1923).

Nature, nos 2783 (3 march 1923); 2784 (10 march 1923).

Proceedings of the Royal Society, vol. 102, n° A. 719 (1 march 1923).

Memoirs and Proceedings of the Manchester litterary and Philosophical Society, vol. 65, Part. 11 (december 1922).

The Physical Review, vol. 21, n° 1 (january 1923).

The Journal of Physical Chemistry, vol. XXVII, n° 2 (february 1923).

The American Journal of Science, vol. V, n° 27 (march 1923).

Popular Astronomy, vol. XXXI, n° 3 (march 1923).

Société belge des Electriciens. Bulletin mensuel, t. XXXVII (février 1923).

Annales de la Société scientifique de Bruxelles, 2e fasc. 1922-1923 (7 mars 1923).

The Science Reports of the Tôhoku Imperial University, vol. XI, n° 5 (november 1922).

Anales de la Sociedad Española de Fisica y Quimica, nos 198-199 (diciembre 1922. Enero 1923).

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 185. 20 Avril 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 4 MAI 1923
à 20 heures 30 très précises.
AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — Observations pratiques sur la mesure des faibles résistances par la méthode du pont double de Thomson ; par MM. Vernotte et de Champvallier.

II. — Étude des rayons γ au moyen de leur effet photoélectrique (Projections) ; par MM. M. de Broglie et J. Cabrera.

SECTION DE NANCY

RÉUNION DU JEUDI 26 AVRIL 1923
à 20 heures 30 très précises, à l'Institut de Physique.

ORDRE DU JOUR :

Sur les méthodes de mesure de la concentration en ions hydrogène ; par M. E. Darmois.

AVIS

Paiement de la Cotisation.

Aux termes de l'article XXIV des Statuts, la cotisation de l'année doit être payée avant le 1er mai.

Le Trésorier de la Société prie instamment MM. les Sociétaires qui n'ont pas encore acquitté leur cotisation de vouloir bien en faire parvenir le montant à :

M. A. JOBIN, trésorier, 31, rue Humboldt, Paris XIVe,

soit directement, soit par l'intermédiaire de :

M. J. Hulot, 8, rue Daguerre, Paris XIVe,
agent de la Société, adjoint au Trésorier.

Le paiement peut se faire en espèces, par chèque barré, mandat-carte ou chèque postal. (Compte chèques postaux, Paris n° 227-92.)

SEANCE DU 20 AVRIL 1923.

Présidence de M. Emile PICARD.

Le procès-verbal de la séance du 16 mars est adopté.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

MM. Du Mond (Jesse M.), ingénieur, adjoint au California Institute of Technology, 615, South Mentor Ave, Pasadena (Californie) U. S. A.

Errera (Jacques), docteur ès sciences, 5, avenue Victor-Emmanuel, à Paris VIIIe.

Gaudechon (Charles-Louis-Henry), docteur ès sciences, 49, rue Montlosier à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

Longchambon (Louis), professeur de Minéralogie à la Faculté des Sciences, place Carnot à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

Lucas (René), préparateur à l'Ecole de Physique et Chimie, 8, avenue du Maine, à Paris XIVe.

Paillot (René), professeur à la Faculté des Sciences, 2, rue de Bruxelles à Lille (Nord).

Quinet (Paul-François), chef de travaux pratiques de physique à la Faculté des Sciences, 50, rue Gauthier-de-Châtillon à Lille (Nord).

Verone (Salvador), chimiste de l'Institut du Radium de Buenos-Ayres, O'Higgins 1427, Buenos-Ayres (Argentine).

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

Ecole centrale des Arts et Manufactures, 1, rue Montgolfier, Paris IIIe, présentée par MM. L. Guillet et L. Dunoyer.

MM. Canal (Léon), ingénieur des Arts et Manufactures, ingénieur-constructeur, 82, rue Damrémont, à Paris XVIIIe, présenté par MM. L. Lefebvre et M.-J. Mathieu.

Chenaille (Manuel), ingénieur-constructeur, 46, rue d'Assas, Paris, présenté, par MM. Bruet et J. Abelé.

Dambricourt (abbé Géry), professeur de physique et chimie, 38, rue Levallard à Amiens (Somme), présenté par MM. J. Abelé et A. Willot.

Gayton (Louis), professeur agrégé au Lycée et à l'Ecole des Sciences, 16, place de l'Hôtel-de-Ville à Chambéry (Savoie), présenté par MM. Andrault et L. Dunoyer.

Lambert (Mayer Simon), professeur de physique médicale à l'Université de Nancy, 56 *bis*, faubourg Stanislas à Nancy (Meurthe-et-Moselle), présenté par MM. Dr Zimmern et Courtines.

Léonard (Marie-François-Maurice), directeur technique de la Société des Couleurs Milori, 15, boulevard Davout à Paris XXe, présenté par MM. Langevin et Debierne.

Monnier (Alfred-Michel), industriel, lampes à incandescence, 11 *bis*, rue Torricelli à Paris XVIIe, présenté par MM. Maurice Leblanc et P. Bossu.

Saissac (René-Gaston-Paul), professeur agrégé de physique au Lycée Gay-Lussac, 3, rue du Général-Cérez à Limoges (Vienne), présenté par MM. G. Reboul et L. Dunoyer.

Sigalas (Clément-Marie), doyen de la Faculté de médecine de Bordeaux, 99, rue Saint-Genès à Bordeaux (Gironde), présenté par MM. A. Guillet et L. Dunoyer.

Il sera statué sur ces admissions à la séance prochaine, le 4 mai.

M. le Secrétaire général indique, parmi les ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

F.-W. Aston. — *Les Isotopes*. Traduction par Mlle S. Veil.

W. Nernst. — *Traité de Chimie générale*, 2e partie. Traduction par A. Corvisy.

J. Villey. — *Les divers aspects de la Théorie de la Relativité*.

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 20 AVRIL 1923

Propriétés optiques des rayons X mous. Diffraction. Réflexion ; par M. F. Holweck.

Dispositif expérimental. — La source linéaire et intense de rayons mous était constituée par une anode formée d'un fil de tungstène de 12 μ de diamètre tendu sur un support rigide. Ce fil, qui était bombardé par des électrons issus d'une cathode de Wehnelt, restait parfaitement rectiligne, même à la température du rouge ; un système de diaphragmes noircis et un canaliseur profond éliminaient la lumière parasite de la cathode incandescente, seule la lumière provenant de l'anode pouvait entrer dans la fente, mais elle était incapable d'impressionner la plaque photographique par suite de sa faiblesse et de l'énorme diffraction qu'elle subissait au passage de la fente fine. Parallèlement à la source et à 7 cm de distance était disposée la fente de diffraction, de largeur réglable au moyen d'une vis micrométrique de pas connu. Cette fente avait 0,8 cm de haut, elle était en acier, à bords aigus et très soigneusement travaillés. A 7 cm de la fente était disposé un petit porte-plaque, mobile de l'extérieur au moyen d'un rodage et permettant de faire successivement plusieurs photographies. Entre la fente et la plaque on pouvait établir : soit un champ électrique, soit un champ magnétique destiné à rejeter sur le côté les rayons corpusculaires accompagnant les rayons mous. Tout l'appareil était placé dans un bon vide entretenu par une pompe qui tournait constamment pendant les expériences. Les plaques employées étaient des plaques Shumann. Les temps de poses, de quelques minutes pour des rayons de 1500 volts, étaient de plusieurs heures pour 250 volts.

Résultats. — Avec une fente de 6,6 μ et des rayons produits par 1620 volts (longueur d'onde minimum $\lambda_{min} = 7,6$ Å), leur longueur efficace (c'est-à-dire celle qui correspond au maximum d'énergie dans le spectre continu) étant de 10 Å environ, on obtient sur la plaque un trait extrêmement fin à bords presque nets et large de 25μ, c'est-à-dire possédant sensiblement les dimensions de l'image géométrique de la source sans diffraction. Le calcul montre qu'il doit bien en être ainsi : la valeur de $v_2 - v_1$ [1] étant grande et égale à 1,6.

Par contre, avec des rayons de 265 volts ($\lambda_{min} = 47$ Å, $\lambda_{eff} = 60$ Å env.) se diffractant au travers de la même fente (les deux photographies étaient faites l'une à côté de l'autre sur la même plaque), on observait un élargissement considérable de l'image géométrique consistant en une bande centrale large de 110 μ et un dégradé de 300 μ environ. Le calcul indique ($v_2 - v_1 = 0,66$) qu'on devrait voir une frange centrale brillante large de 136 μ (distance comptée entre les deux minima), accompagnée de chaque côté de deux franges brillantes larges de 35 μ chacune. On apercevait donc seulement l'aspect général du phénomène, sans séparer les franges par suite de l'hétérogénéité du rayonnement incident.

Avec une fente de 35 μ, des rayons de 1620 volts et de 265 volts donnaient des images presque identiques, l'élargissement ayant complètement disparu : en effet, la diffraction ne doit plus être sensible, $v_2 - v_1$ étant respectivement 3,4 et 8,4. Les franges sont extrêmement serrées et non visibles par suite de l'hétérogénéité des rayons et de la largeur de la source. Cependant pour les rayons de 1620 volts, l'image se présente sous forme d'une bande à bords nets de 70 μ de largeur, tandis

[1] v est le paramètre bien connu des intégrales de Fresnel.

que pour les rayons de 265, la bande est sensiblement *plus étroite*, 60 μ environ, par suite de la présence de deux minima sur les bords.

On a ainsi comparé les images obtenues avec des rayons de 60 A. et avec de la lumière blanche ($\lambda_{eff} = 4800$ Å env.) en prenant des fentes (6,6 μ et 60 μ) dont les largeurs étaient dans le rapport de la puissance $\frac{1}{2}$ des longueurs d'onde et en agrandissant dans le même rapport le cliché relatif aux rayons mous : les images, qui devraient être identiques, sont tout à fait du même ordre de grandeur, mais le phénomène obtenu avec la lumière blanche est plus net et plus beau.

L'ensemble de ces expériences, sans être susceptible de mesures précises, établit sans aucun doute : 1° l'existence, visible avec les moyens utilisés, de la diffraction au travers d'une fente pour des rayons X produits sous 265 volts, et 2° donnent une mesure directe de la longueur d'onde de ces rayons, de l'ordre de grandeur de celui prévu par la relation du quantum.

Réflexion des rayons X. — Dispositif expérimental. — Un faisceau étroit de rayons mous rencontre, sous une incidence très grande, un miroir en bronze bien poli. Un montage, qui sera décrit ultérieurement, permettait de faire entrer dans un électroscope, soit le faisceau incident, soit le faisceau réfléchi. Les rayons étaient complètement absorbés par le gaz contenu dans l'électroscope. Un dispositif de volets permettait d'interposer dans le trajet des rayons incidents ou réfléchis un filtre absorbant.

Résultats. — Dans une première expérience, l'angle d'incidence était de 78°,3 (11°,7 à partir du miroir). Les rayons n'étaient filtrés qu'au travers de la feuille étanche séparant le tube producteur de rayons de l'électroscope (celluloïd de $0{,}8.10^{-5}$ cm d'épaisseur) et par conséquent très hétérogènes surtout pour les différences de potentiel élevées. Le pouvoir réflecteur du miroir, qui est de 25 p. 100 pour des rayons de 35 volts ($\lambda_{min} = 350$ Å), croît jusqu'à 35 p. 100 pour 120 volts ($\lambda_{min} = 100$ Å) reste constant de 120 à 200 volts ($\lambda_{min} = 62$ Å), puis décroît lentement.

Dans une deuxième expérience l'angle d'incidence était de 73°,8 (16°,2 à partir du miroir). On pouvait interposer, soit dans les rayons incidents, soit dans les rayons réfléchis, un écran de celluloïd de $0{,}8.10^{-5}$ cm. On a constaté : 1° une diminution générale des pouvoirs réflecteurs due à l'incidence moins rasante; 2° une décroissance rapide du pouvoir réflecteur lorsque la longueur d'onde décroît; 3° une moins grande pénétration des rayons réfléchis que des rayons incidents, par suite de la réflexion plus facile des grandes longueurs d'onde; la différence s'accentuant lorsque la différence de potentiel sous laquelle sont produits les rayons augmente. Le pouvoir réflecteur des rayons, qui est du même ordre que sous l'incidence 78°,3 pour $\lambda_{min} = 123$ Å, tombe à 10 p. 100 pour des rayons de 200 volts et à 3 p. 100 p. 300 volts.

Chronographe électrique enregistrant, en chiffres, le temps au centième de seconde;

par MM. Paul Ditisheim et Henri Chrétien.

M. Henri Chrétien présente le premier exemplaire d'un *chronographe imprimant électrique*, dont il avait dressé les plans à Nice, avant la guerre, à la demande de M. Paul Ditisheim et qui a été construit dans les ateliers de ce chronométrier, à la Chaux-de-Fonds :

L'appareil se compose de deux parties essentielles distinctes :

A. Un moteur électrique synchronisé, combiné pour imposer un mouvement de rotation bien uniforme à un arbre, sous le contrôle intermittent d'une horloge ou d'un chronomètre pourvus de contacts électriques ;

B. Un mécanisme imprimant, dans lequel le moteur synchronisé produit l'avance des tambours chiffrés, dont l'empreinte est prise en temps voulu à l'aide d'un mécanisme de frappe.

Les caractéristiques essentielles de ce chronographe sont les suivantes :

1° *Emploi exclusif de l'électricité comme puissance motrice*, tant pour produire le mouvement de la chiffraison que pour les opérations d'impression proprement dites : frappe des types, avance du papier, etc. Ceci permet de réduire considérablement les dimensions totales du chronographe sans accroître d'une manière appréciable celles de la source électrique, indispensable dans tous les cas. Un élément d'accumulateur de 40 ampères-heure de capacité du type *transportable* employé pour les automobiles, mesurant 18 cm $\times$ 12 cm $\times$ 6 cm permet de faire fonctionner le chronographe pendant plus de 50 heures ;

2° *Dispositif de synchronisation à vitesse intermédiaire constante*, c'est-à-dire assurant non seulement l'uniformité *moyenne* de la vitesse, comme cela a lieu dans les chronographes actuels, à vitesse corrigée (ralentie) périodiquement, par la synchronisation, et qui présentent, par suite, ce que les astronomes appellent une *équation décimale*, mais assurant encore l'uniformité de la *vitesse instantanée* elle-même ;

3° *Caractère isolé et discontinu de la chiffraison imprimée*, de sorte que les caractères se présentent sur une seule ligne et seulement ceux qui sont utiles pour la lecture, ce qui n'est pas le cas des chronographes à allure continue, où l'impression comporte non seulement les caractères à retenir mais encore ceux qui sont situés de part et d'autre, et où la lecture de chaque chiffre ne peut se faire qu'en considération du chiffre des unités immédiatement inférieures ;

4° *Immobilisation complète des types au moment de l'impression*, conséquence nécessaire du caractère discontinu des impressions, ce qui présente, d'autre part, l'avantage d'assurer la netteté parfaite de celle-ci.

Principe de la synchronisation a vitesse intermédiaire constante. — Considérons un moteur électrique à courant continu dont la vitesse normale de rotation soit plus grande que celle qu'on veut lui imposer définitivement. Au moyen d'un interrupteur multiple spécial, dit *échappement électrique*, le courant est lancé dans le moteur et coupé périodiquement ; les fermetures du circuit, commandées par le chronomètre directeur, se succèdent à *intervalles de temps égaux* ; les ouvertures du circuit, commandées par une came calée sur un arbre entraîné par le moteur lui-même au moyen d'un réducteur de vitesse, se produisent à *intervalles angulaires* égaux, correspondant au nombre de tours que le moteur *doit* faire dans chaque intervalle de temps. L'échappement électrique joue donc le rôle d'un échappement mixte ; il fonctionne comme *échappement à temps* pour la fermeture du circuit et comme *échappement de position* pour sa rupture.

On conçoit facilement que, dans ces conditions, un régime tende à s'établir dans lequel l'intervalle de synchronisation se scinde en deux intervalles, durant le premier desquels l'énergie que la source fournit au moteur est égale à celle qu'il dissipe pendant toute la période. La vitesse de régime aura donc une allure périodique ; elle oscillera entre deux valeurs, Ω_m et Ω_M, atteignant la plus petite d'entre elles, Ω_m, au moment de la fermeture du circuit par le chronomètre directeur, et la plus grande, Ω_M, au moment de la rupture du circuit par le moteur lui-même.

Telle est la méthode de synchronisation imaginée par M. W.-P. Gerrish, de l'Observatoire d'Harvard College et appliquée par lui à l'entraînement de quelques équatoriaux de l'Observatoire.

On voit qu'un moteur synchronisé par cette méthode ne tourne pas avec une vitesse *intermédiaire* constante. On peut, il est vrai, réduire l'oscillation de la vitesse à telle valeur que l'on veut par l'adjonction d'un volant de moment d'inertie approprié, ainsi que le fait M. Gerrish.

Mais l'emploi d'un volant pour diminuer le coefficient d'irrégularité du moteur présente un gros inconvénient pour l'application que nous avons en vue ici; les variations de vitesse étant ralenties, la prise de régime est longue, ce qui constitue déjà un inconvénient en soi, mais fait en outre que tout dérangement intempestif dans la marche du moteur est lent à disparaître. En d'autres termes, la liaison synchronisante est trop *lâche*. L'analyse mathématique de la question montre que la *rigidité* de la synchronisation augmente quand on diminue le moment d'inertie du moteur et qu'on augmente l'amortissement par les résistances passives fonctions croissantes de la vitesse. C'est une conclusion qui est, dans son domaine, l'analogue de celle que Cornu a tirée de l'étude de la synchronisation électromagnétique des systèmes oscillants et qui pose un dilemme au problème de la synchronisation des moteurs de chronographe par la méthode de M. Gerrish.

Nous en sommes sortis par l'artifice suivant :

Par l'emploi d'une force électromotrice convenable et au moyen d'une résistance de réglage placée en série avec l'induit, on peut faire en sorte qu'en régime la durée de la phase d'accélération du moteur soit très sensiblement égale à celle de sa phase de ralentissement. Les accélérations moyennes pendant ces deux périodes sont alors égales et de signes contraires.

Ceci posé, considérons un deuxième moteur, de tous points identique au premier et synchronisé de la même manière, mais où les époques de fermeture du circuit sont exactement à cheval sur les époques analogues du premier moteur. Les mouvements de ces deux moteurs sont alors sensiblement en opposition de phase, la vitesse du premier s'accélérant quand celle du second se ralentit, et réciproquement. La moyenne arithmétique de ces vitesses, que l'on recueille mécaniquement par l'emploi d'un train différentiel, est constante à un très haut degré d'approximation, et cela, même avec un moment d'inertie très faible et un amortissement énergique.

SECTION DE STRASBOURG

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 20 AVRIL 1923.

Théorie du four à induction à haute fréquence

par M. G. Ribaud (1).

Le four à induction à haute fréquence comprend en principe un enroulement métallique à l'intérieur duquel on dispose une substance conductrice de l'électricité; si l'enroulement est parcouru par des courants de haute fréquence, la

(1) Cette communication renferme le contenu de deux notes transmises à l'Académie, le 2 mars et le 15 mars et dont la publication s'est trouvée retardée.

substance devient le siège de courants de Foucault qui l'échauffent. Nous nous proposons de calculer la quantité de chaleur recueillie dans la substance.

I. *Cas d'un four alimenté par un courant sinusoïdal entretenu.* — Le circuit inducteur est constitué par un solénoïde de hauteur h, de diamètre D, comportant n spires et dans lequel nous supposerons le champ uniforme. La substance à chauffer est faite d'un cylindre de résistivité ρ, de hauteur h, et de diamètre d. Nous désignerons par $I = I_0 \sin \omega t$ l'intensité dans le solénoïde inducteur, par r la résistance du cylindre, l sa self-induction et i l'intensité qui le traverse.

Chauffage des métaux. — L'épaisseur dans laquelle se propagent les courants induits a une valeur négligeable ; dès lors les valeurs du flux Φ et de l'intensité i dans le cylindre conducteur peuvent s'écrire :

$$\Phi = \frac{\pi^2 n d^2}{h} I_0 \sin \omega t,$$

$$i = \frac{\pi^2 n d^2 \omega}{h} \frac{I_0}{\sqrt{r^2 + l^2\omega^2}} \cos(\omega t - \varphi). \qquad (1)$$

avec

$$l = \frac{\pi^2 d^2}{h} \quad r = \frac{\pi d}{h}\sqrt{2\pi\rho\omega}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{l\omega}{r} = d\sqrt{\frac{\pi\omega}{2\rho}}.$$

Pour des fréquences de l'ordre de 50 000 p : s et pour $d = 6$ cm, le rapport $\frac{l\omega}{r}$ prend, dans le cas du cuivre, du plomb, du mercure, les valeurs respectives 100, 32 et 14 ; on est autorisé à négliger r^2 devant $l^2\omega^2$ au dénominateur de (1), φ peut être confondu avec $\frac{\pi}{2}$, i et I sont en opposition de phase. L'énergie recueillie dans la substance prend dès lors la valeur : $w = \int ri^2 dt = rn^2 I^2_{eff}$. Cette énergie *est proportionnelle au carré des ampères-tours efficaces, proportionnelle au diamètre occupé par la substance dans le four, proportionnelle aux racines carrées de ρ et ω.*

Chauffage de corps peu conducteurs. — Les calculs sont plus difficiles en raison de l'épaisseur de la couche dans laquelle se produit l'effet de surface, il est facile néanmoins de montrer que *l'énergie recueillie passe par un maximum pour des valeurs de la résistivité d'autant plus grandes que ω et d sont plus grandes.* Ce maximum est atteint pour des résistivités de l'ordre de celle du graphite.

II. *Cas d'un four alimenté par une installation à étincelle.* — *Chauffage des métaux.* — Les intensités I et i sont fournies par les équations différentielles suivantes :

$$L\frac{d^2 I}{dt^2} + M\frac{d^2 i}{dt^2} + R\frac{dI}{dt} + \frac{I}{c} = 0. \qquad (2)$$

$$l\frac{di}{dt} + M\frac{dI}{dt} + ri = 0. \qquad (3)$$

(L, self-induction du circuit de décharge $= \frac{\pi^2 n^2 D^2}{h}$; M induction mutuelle

$= \frac{\pi^2 n d^2}{h}\Big)$. Le calcul (voir plus loin) montre que l'amortissement des oscillations reste faible et que l'on peut admettre, comme plus haut, que l'on a affaire à des oscillations entretenues de pulsation ω. L'équation (3) fournit alors

$$i = -nI - \frac{nr}{l\omega} I_0 \cos \omega t,$$

expression qui, transportée dans (2), donne après simplifications :

$$(L - Mn)\frac{d^2 I}{d t^2} + (R + n^2 r)\frac{dI}{dt} + \frac{I}{c} = 0. \qquad (4)$$

La substance, placée dans le four, a pour effet de diminuer la self-induction du circuit de décharge et *d'accroître sa résistance d'une quantité* $R' = n^2 r$. Le circuit de décharge absorbe une énergie RI^2_{eff}, la substance $R'I^2_{eff}$ et *le rendement a pour valeur :* $\frac{R'}{R + R'}$. Le rendement calculé concorde bien avec celui que nous a fourni l'expérience. Le coefficient d'amortissement $a = \frac{R + n^2 r}{2(L - Mn)}$ augmente avec le couplage des circuits et avec le rendement; pour tous les métaux sa valeur reste faible vis-à-vis de ω et l'on est en droit de le négliger.

L'étude de l'expression du rendement montre en outre qu'il existe, pour chaque substance, un état de division fournissant un rendement maximum. Cette étude montre également l'intérêt qu'il y a à diminuer la résistance du circuit de décharge et en particulier la résistance de l'étincelle.

Etudes d'optique atmosphérique à l'Observatoire Vallot au Mont-Blanc (4 347 m);

par MM. A. Danjou et E. Bauer.

Le résultat essentiel de ces expériences est relatif à l'absorption atmosphérique. Les mesures ont porté sur la décroissance d'éclat du soleil avec la hauteur. Elles ont été poussées jusqu'à l'horizon. On comparait l'éclat du soleil à celui d'une lampe étalon à l'aide d'un photomètre universel Fabry et Buisson, muni d'un jeu d'écrans colorés; ces derniers ont permis d'isoler trois régions étroites du spectre, vers 0,63 μ, 0,53 μ, 0,48 μ.

Si l'on porte en abscisses la masse d'air traversée, en ordonnées la quantité de lumière transmise, on obtient une courbe qui n'est pas une droite, contrairement à ce qu'on devrait obtenir si l'air intervenait seul dans le phénomène.

Toutefois, la courbe tend vers une droite au voisinage de l'horizon, lorsque la masse d'air traversée varie entre dix et quarante atmosphères normales (de 87° à 91° environ du zénith).

La portion rectiligne permet de calculer le nombre d'Avogadro N et donne une valeur tout à fait acceptable $N = 59 . 10^{22}$.

Quant à la courbure observée pour les petites masses d'air traversées, il nous semble difficile de mettre en doute sa réalité. Elle peut s'expliquer en admettant une absorption supplémentaire due à la diffusion par des particules relativement grosses, formant une couche de faible densité, située aux confins de l'atmosphère

(à 150 km environ). Ces particules peuvent être dues à l'action de la lumière ultra-violette.

Une autre série de mesures photométriques a porté sur la décroissance d'éclat du ciel au zénith pendant le crépuscule. Plusieurs séries d'expériences, tant à Strasbourg qu'au Mont-Blanc, ont donné une courbe de forme invariable qui tend vers une limite donnant l'éclat du ciel nocturne. L'interprétation théorique n'en est pas encore faite.

Nous tenons à remercier la Société des Observatoires du Mont-Blanc qui a subventionné notre expédition et M. Vallot qui nous a donné toutes facilités pour la préparer.

Sur la magnétochimie des sels de cobalt en solution aqueuse;

par M. A. Chatillon.

Jusqu'alors l'étude du coefficient d'aimantation des sels de cobalt en solution a fourni des résultats divergents et l'origine de cette divergence n'est pas connue.

Alors que Trümpler (thèse Zurich 1917) trouvait que le moment atomique du cobalt dans une série de solutions était constant et égal à 24,5 magnétons, résultat confirmé en 1921 par Mlle Brant en ce qui concerne les solutions de chlorure de cobalt, Cabrera, Jimena et Marquina d'une part, Trümpler d'autre part, avec d'autres solutions, mettaient en évidence une variation du moment de l'atome de cobalt avec la dilution, et l'interprétation des résultats conduisait à admettre des porteurs à 25 magnétons, d'autres à 24 magnétons.

Dans une étude systématique des solutions de sulfate de cobalt j'ai pu mettre en évidence les résultats suivants :

1° Les solutions faites à froid et observées à la température ambiante conduisent à admettre le nombre 24,5 magnétons pour le moment de l'atome de cobalt, quelle que soit la dilution.

2° Chauffées à 30°, deux de ces solutions n'ont indiqué aucune variation.

3° Au-dessus de 50°, elles semblaient indiquer une variation du moment atomique moyen.

4° Les solutions, après chauffage jusqu'à l'ébullition et refroidissement, observées immédiatement à la température ambiante, m'ont donné les résultats variables de Cabrera avec les mêmes limites 24 et 25 magnétons.

5° Plusieurs de ces solutions étudiées une quinzaine de jours après leur préparation, n'ont manifesté aucune variation dans leur coefficient d'aimantation.

Il semble naturel d'admettre que le moment atomique non entier des solutions faites à froid est dû à une association entre les porteurs à nombres entiers ; cette association serait détruite par une élévation de température suffisante et remplacée par un équilibre fonction de la concentration.

SECTION DE NANCY

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 22 MARS 1923

Etude expérimentale de la propagation d'ondes électromagnétique entretenues le long de fils parallèles;

par M. G. Laville.

Dans une ligne fermée constituée par 2 fils métalliques parallèles excitée par un oscillateur à ondes entretenues prend naissance un système d'ondes stationnaires de la forme

$$Ae^{-\gamma x} \sin 2\pi \left(Nt - \frac{x}{\lambda}\right) + Be^{\gamma x} \sin 2\pi \left(Nt + \frac{x}{\lambda} + \varphi\right). \qquad (1)$$

N représente la fréquence de l'oscillateur, λ la longueur d'onde, γ l'amortissement. L'expérience fournit λ et γ de la manière suivante : la ligne est fermée à l'entrée par un pont coupé par une soudure thermoélectrique reliée à un galvanomètre. C'est par ce pont que la ligne est couplée à l'oscillateur. Un second pont mobile limite la ligne vers l'arrière et réfléchit les ondes vers le pont d'entrée. En portant en abscisses les distances du pont mobile au pont d'entrée et en ordonnées les déviations du galvanomètre, on obtient une courbe formée de pointes très marquées dont les maxima sont équidistants. L'équidistance l des maxima mesure $\frac{\lambda}{2}$. Chaque pointe est symétrique autour de son maximum et si on prend pour origine des abscisses celle de son maximum on la représente très exactement par l'équation

$$y = \frac{1}{mx^2 + (a + bn + cn^2)}; \qquad (2)$$

n désigne le numéro d'ordre de la pointe, a, b, c, m des constantes communes à toutes les pointes et qui sont données par l'expérience. Les termes a et b proviennent de la perturbation introduite par le pont d'entrée; c et m au contraire sont des constantes de la ligne. Si l'on admet la forme (1) de propagation, on peut calculer y et, en simplifiant la formule obtenue en remarquant que γ est extrêmement petit, on trouve

$$\frac{c}{m} = \frac{n^2 l^4}{\pi^2} \gamma^2. \qquad (3)$$

qui permet de calculer γ.

Les expériences ont porté sur une ligne de fils de cuivre et une ligne de fils de fer. L'écart des fils était environ 2 cm, leur diamètre 1 mm. Les fréquences N variaient entre 10^8 et 5×10^7. Aussi bien pour le cuivre que pour le fer la forme (1) a été trouvée conforme à l'expérience. Mais en excitant simultanément une ligne de cuivre et une ligne de fer par un même oscillateur, on trouvait pour le fer des longueurs d'onde très inférieures à celles du cuivre. L'écart diminuait quand la fréquence augmentait.

Le calcul de l'amortissement par la théorie de Kirchhoff, en admettant pour la résistance par unité de longueur du fil la valeur fournie par la théorie de Lord Kelvin relative à la pénétration du courant à haute fréquence, ne prévoyait pas un écart de cet ordre de grandeur. Au contraire l'application des formules de Maxwell au milieu conducteur donnait des résultats conformes à l'expérience.

De la valeur de γ fournie expérimentalement on peut déduire la valeur de la perméabilité du fer pour chaque fréquence. Cette perméabilité a été trouvée constante pour l'intervalle de fréquences employé et égale à 74 environ.

Détermination de la résistance et de la self-induction des bobines en haute fréquence;

par M. Ylostalö.

Les propriétés électriques des bobines peuvent être étudiées suivant la méthode de Kirchhoff pour l'étude de la propagation des ondes électriques dans des fils droits en admettant qu'à chaque unité de longueur de la bobine on peut attribuer une valeur déterminée de la self-induction, de la capacité extérieure et de la capacité entre les spires. On trouve qu'il s'établit dans une bobine isolée aux extrémités et excitée par un oscillateur, un système d'oscillations harmoniques dont la fréquence augmente plus lentement que leur ordre. On a trouvé, par expérience, pour une bobine longue, en désignant par n l'ordre des oscillations harmoniques et par λ_n la longueur d'onde correspondante.

n	λ_n	$\lambda_1 : \lambda_n$
1	1 700	1
2	910	1,86
3	650	2,60
4	520	3,25
5	480	3,85

Les nœuds et les ventres du courant peuvent être trouvés en promenant le long du solénoïde, une bobine de quelques spires, reliée à un détecteur-amplificateur.

Quand la fréquence d'un circuit oscillant augmente et s'approche de la fréquence de résonance de la bobine, le coefficient de self-induction de celle-ci est diminué par l'effet pelliculaire et par la répartition non uniforme du courant le long du conducteur. D'autre part, la capacité entre les spires provoque une augmentation apparente de la self-induction. Pour les bobines à une couche, la self-induction diminue quand la fréquence devient voisine de la fréquence de résonance de la bobine; pour les bobines à plusieurs couches, au contraire, la self-induction subit une forte augmentation apparente.

OUVRAGES REÇUS

3346. — F.-W. Aston. — *Les Isotopes.* Traduit par Mlle S. Veil (Librairie Hermann, 6, rue de la Sorbonne, Paris, V^e).

3347. — W. Nernst. — *Traité de Chimie générale* : 2e partie. Traduction A. Corvisy (Librairie Hermann, 6, rue de la Sorbonne, Paris, V^e).

3348. — J. Villey. — *Les divers aspects de la théorie de la Relativité.* (Gauthier-Villars et Cie, éditeurs, 55, quai des Grands-Augustins, Paris, VIe).

Br. 191. — Seb. Timpanaro. — *A. Righi.*

Br. 193. — M. Chauvierre. — *Sur les Atomes et l'Affinité chimique.*

Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176, n°s 11 (12 mars 1923); 12 (19 mars); 13 (26 mars); 14 (3 avril); 15 (9 avril).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, n°s 11 (17 mars 1923); 12 (24 mars); 13 (31 mars); 14 (7 avril); 15 (14 avril).

Revue scientifique, n°s 6 (24 mars 1923); 7 (14 avril).

Revue générale des Sciences, n°s 5 (15 mars 1923); 6 (30 mars); 7 (15 avril).

Journal de Chimie Physique, t. 20, n° 1 (1er mars 1923).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès-verbal de la séance, n° 5 (9 mars 1923); n° 6 (23 mars 1923).

Revue d'Optique, n° 2 (févr. 1923).

L'Astronomie (avril 1923).

Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale, t. 135, n° 2 (févr. 1923).

Archives d'Electricité médicale et de Physiothérapie, n° 486 (mars 1923).

Bibliographie scientifique. — 1re Section : Sciences mathématiques et physiques, t. XIX (1922), nos 1, 2, 3-6. 2e Section : Sciences naturelles et biologiques, t. XIX (1922), nos 3, 4, 5, 6.

Recherches et Inventions, nos 49 à 52 (17 mars, 7 avril).

L'Université de Paris, nos 250, 251.

Bulletin scientifique des Etudiants de Paris, n° 7 (décembre 1922).

Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse, t. LXXXIX, nos 1 (janvier 1923); 2 (février).

The Physical Society of London. Proceedings, vol. 35. Part. 3 (15 april 1923).

The Journal of the Institution of Electrical Engineers, vol. 61, n° 316 (march 1923).

Science Abstracts, section A, *Physics.*, vol. 26, n° 303 (25 march 1923).

Nature, nos 2785 à 2789 (7 march à 14 april 1923).

The Illuminating Engineer, vol. XV, n° 11-12 (nov.-dec., 1922).

Proceedings of the Royal Society of Edinburgh, vol. XLII, Part. III, p. 257-464).

The Physical Review, vol. 21, n° 2 (february 1923).

Popular Astronomy, vol. XXXI, n° 4 (april 1923).

Journal of the Franklin Institute, vol. 195, n° 3 (march 1923).

Journal of Physical Chemistry, vol. XXVII, n° 3 (march 1923).

Journal of the American Institute of Electrical Engineers, vol. XLII, n° 3 (march 1923).

American Journal of Mathematics, vol. XLIV, n° 3 (july 1922).

Proceedings of the National Academy of Sciences of the U. S. A., vol. 9, nos 1, 2, 3 (january-march 1923).

Carnegie Institution of Washington. — Contributions from the Mount Wilson Observatory, nos 241 à 248.

Carnegie Institution of Washington. — Annual Report of the Director of the Mount Wilson Observatory.

University of Illinois. Bulletin, n° 135 (16 april 1923).

Atti della Reale Accademia nazionale dei Lincei, vol. XXXII, fasc. 4 (18 febr. 1923), 1er sem.

Société belge des Electriciens. — *Bulletin mensuel*, t. XXXVII (mars 1923).

Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut Montefiore. Bulletin, t. I, 6e série, n° 6 (nov. déc. 1922).

Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences naturelles, vol. 54, nos 207, 208; vol. 55, n° 209.

Helvetica Chimica Acta, vol. VI, fasc. 2.

Archives des Sciences physiques et naturelles, 5e période, vol. 5 (janv. févr. 1923).

Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Proceedings, vol. XXV, nos 9 and 10.

The New Zealand Journal of Science and Technology, vol. V, n° 5 (december 1922).

Verhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft in Basel. Band XXXIII (1921-1922).

Anales de la Sociedad Española de Fisica y Quimica, n° 200 (febrero 1923).

Boletin mensual del Observatorio del Ebro, vol. XIII, nos 7-8-9 (julio-septembre 1922).

The Tôhoku Mathematical Journal, vol. 22, nos 1-2 (december 1922).

Proceedings of the physico-mathematical Society of Japan, vol. 5, n° 2 (febr. 1923).

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 186. 4 Mai 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881
44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 18 MAI 1923

à 20 heures 30 très précises.

AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — Courants polyphasés a haute fréquence. (Expériences) ; par M. R. Mesny.

II. — Stroboscope a lecture directe et a indication continue. (Expériences) ; par M. A. Guillet.

SEANCE DU 4 MAI 1923.

Présidence de M. Ch. FABRY.

Le procès-verbal de la séance du 20 avril est adopté.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

Ecole centrale des Arts et Manufactures, 1, rue Montgolfier à Paris IIIe.

MM. Canal (Léon), ingénieur des Arts et Manufactures, ingénieur-constructeur, 82, rue Damrémont à Paris XVIIIe.

Chenaille (Manuel), ingénieur-constructeur, 46, rue d'Assas à Paris VIe.

Dambricourt (abbé Géry), professeur de physique et chimie, 38, rue Levallard à Amiens (Somme).

Gayton (Louis), professeur agrégé au Lycée et à l'Ecole des Sciences, 16, place de l'Hôtel-de-Ville à Chambéry (Savoie).

Lambert (Mayer Simon), professeur de physique médicale à l'Université de Nancy, 56 *bis*, faubourg Stanislas à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

Léonard (Marie-François-Maurice), directeur technique de la Société des Couleurs Milori, 15, boulevard Davout à Paris XXe.

Monnier (Alfred-Michel), industriel, lampes à incandescence, 11 *bis*, rue Torricelli à Paris XVIIe.

SAISSAC (René-Gaston-Paul), professeur agrégé de physique au Lycée Gay-Lussac, 3, rue du Général-Cérez à Limoges (Vienne).

SIGALAS (Clément-Marie), doyen de la Faculté de médecine de Bordeaux, 99, rue Saint-Genès à Bordeaux (Gironde).

M. LE PRÉSIDENT communique les demandes d'admission suivantes :

MM. BASSET (Charles-Louis-Jean-Baptiste), préparateur de physique à la Faculté de médecine de Bordeaux, Hôpital des Enfants, route de Bayonne à Bordeaux (Gironde), présenté par MM. Sigalas et A. Guillet.

DUFAY (Jean-Claude-Barthélemy), professeur agrégé de physique au lycée de Montpellier, 16, rue Anterrieu, à Montpellier (Hérault), présenté par MM. Ch. Fabry et J. Cabannes.

TEULIÉ (Henri), bibliothécaire en chef de l'Université, 20, Cours Pasteur à Bordeaux (Gironde), présenté par MM. H. Devaux et H. Bénard.

Il sera statué sur ces admissions à la séance prochaine, le 18 mai.

M. LE SECRÉTAIRE GÉNÉRAL indique, parmi les ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

E. BALLY. — *Principes et premiers développements de Géométrie générale synthétique moderne.*

B. CABRERA. — *Principio de Relatividao.*

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 4 MAI 1923

Observations pratiquées sur la mesure des faibles résistances par la méthode du pont double de Thomson;

par MM. VERNOTTE et de CHAMPVALLIER.

Au cours de mesures de faibles résistances par la méthode du pont double de Thomson, effectuées au laboratoire de physique du Service technique de l'Aéronautique, les auteurs ont été amenés à étudier méthodiquement les causes d'erreur qui s'introduisent dans ce genre de mesures, quand elles sont faites avec les appareils et modèles courants et les faibles intensités qu'ils supportent. Cette étude a porté sur une boîte neuve et de bonne construction comportant une résistance étalon à curseur et des branches d'équilibrage à décades et contact glissant ; des expériences de comparaison ont été faites avec un pont double, constitué au moyen de boîtes de résistances à fiches et d'une résistance étalon fixe à contacts boulonnés. La résistance à mesurer était de 50 microhms. Les constatations faites sont exposées succinctement à titre de documentation pratique, tant sur l'importance que sur la nature de ces causes d'erreur.

La discussion des résultats permet de distinguer facilement les trois causes d'erreur différentes qu'on peut attendre a priori, et qui se sont rencontrées simultanément dans la boîte étudiée.

I. *Forces électromotrices accidentelles.* — On les met en évidence en renversant le sens du courant i fourni par la source qui alimente le pont. Les résultats des deux mesures sont différents, et si les forces électromotrices perturbatrices restent constantes pendant ces deux mesures, la valeur vraie est la moyenne arithmétique de ces deux résultats. Effectivement, en faisant cette double mesure pour toute une série de valeurs absolues croissantes de i, on trouvait bien toujours la même moyenne ; de plus, en général, dans le graphique obtenu en portant en abscisses les valeurs absolues de i, et en ordonnées les résultats de la mesure, les points obtenus se groupent approximativement sur deux arcs d'hyperbole équilatère, ayant pour asymptote commune la droite parallèle à l'axe des i, lieu des moyennes arithmétiques, ce qui est la loi prévue dans le cas où les forces électromotrices perturbatrices restent invariables pendant tout l'ensemble des mesures. Ces forces électromotrices ont été mises directement en évidence en étudiant les déviations du galvanomètre en l'absence de source de courant extérieure ($i = 0$).

Lorsque la boîte est restée longtemps au repos, elles sont très petites, et arrivent à des valeurs de régime environ dix fois plus grandes au bout d'un quart d'heure de manipulation. A plusieurs semaines de distance, on a retrouvé, à très peu près, les mêmes valeurs. On évitait les perturbations apportées quelquefois par le voisinage de la main de l'expérimentateur, en remplaçant le contacteur à bouton du galvanomètre par un manipulateur télégraphique.

Ces forces électromotrices sont disséminées dans les diverses branches du pont ; leur effet global sur le galvanomètre était équivalent à celui d'une force électromotrice v de 15 à 20 microvolts localisée dans la résistance x à mesurer. Avec le montage du pont double de comparaison, cette force électromotrice équivalente n'était guère que de 2 microvolts. L'erreur relative correspondante (facilement éliminée par le renversement de i) est $\frac{v}{xi}$.

Les points expérimentaux se rangent nettement moins bien sur celle des branches d'hyperbole qui correspond dans le galvanomètre au courant de sens inverse de celui qu'y produisent les forces électromotrices parasites agissant seules. Cette constatation semble confirmer qu'une partie au moins de ces forces échelonnées, sont de nature électrolytique. Il semble d'ailleurs impossible de les expliquer quantitativement par des effets thermoélectriques.

II. *Etalonnage des branches d'équilibrage.* — Si le rapport d'équilibrage $\left(\frac{1}{10}\text{ dans les expériences}\right)$, n'est pas rigoureusement le même dans les deux branches du pont double [soit λ et $\lambda(1 + \varepsilon)$], il en résulte dans l'évaluation de la résistance inconnue x, R étant la résistance du conducteur qui réunit la série x et la résistance étalon, une erreur relative qui a pour valeur $\varepsilon \frac{\lambda}{1+\lambda} \frac{R}{x}$; elle dépasse très facilement 10 ε. Elle peut être éliminée dans les montages où il est possible de permuter les deux branches d'équilibrage : il suffit de prendre la moyenne des résultats. Sinon, il faut l'évaluer : on l'étudie en faisant varier systématiquement R. On porte les valeurs de R en abscisses, et, en ordonnées, les résultats pour x ; on obtient ainsi une droite dont l'intersection avec l'axe $R = 0$ donne la valeur correcte de x. L'expérience a été faite avec une résistance x très bien connue par ailleurs. Avec le pont double de comparaison, cette construction donnait bien la valeur correcte de x, et le coefficient angulaire de la droite était

parfaitement d'accord (vérification au centième) avec la valeur de ε donnée par l'étude directe des résistances utilisées dans les branches d'équilibrage. Avec la boîte mise en expérience, le point de concours de la droite avec l'axe $R = 0$ ne concordait pas avec la valeur exacte de x, résultat qui met en évidence une autre cause d'erreur.

III. *Erreurs géométriques d'étalonnage de la résistance à curseur.* — Cette dernière divergence paraissait immédiatement explicable par un simple décalage, d'environ $\frac{1}{2}$ millimètre, du zéro de la graduation du curseur. Un examen plus attentif a permis effectivement de constater cette erreur de construction.

Conclusion. — La discussion expérimentale ainsi poursuivie, a permis de constater que si les diverses erreurs des mesures habituelles au pont double sont notables, elles sont assez faciles à déceler et à évaluer.

Etude des rayons γ au moyen de leur effet photoélectrique,

par MM. M. de Broglie et J. Cabrera.

M. J. Cabrera fait l'historique de l'étude photoélectrique des rayons gamma et rappelle les travaux de Sir Ernest Rutheford, d'Ellis et de M[lle] Meitner ; l'équation photoélectrique d'Einstein, reconnue applicable aux rayons X dont la longueur d'onde est connue, permet de calculer celle des rayons gamma pour lesquels la diffraction cristalline commence à ne plus convenir.

Les auteurs ont poursuivi des recherches en se servant de l'appareillage utilisé par M. de Broglie pour les rayons X et qui permet d'obtenir des clichés de grande dimension.

La source de rayonnement employée était pour le radium un tube contenant 27,5 mg de bromure de radium et pour le mésothorium un tube contenant une préparation un peu moins active de bromure de mésothorium ; les substances servant de radiateurs secondaires étaient utilisées sous forme de lames convenablement placées au voisinage immédiat du tube excitateur.

RAYONS GAMMA DE LA FAMILLE DU RADIUM

Radiateurs.	Ag.	Ta.	Pt.	Au.	Pb.	U.	Moy.	Longueur d'onde 10^{-11} cm.	λ (Ellis).
Tensions, en kilovolts, correspondantes aux énergies.									
a	240	236	237	239	238	242	238	51,9	51,9
b	289	288	287	292	290	296	290	42,6	42,3
c	348	344	343	348	345	353	347	35,6	35,4
d		402	408	416	409	410	409	30,2	30,8
e	596	603	590	600	597	608	599	20,6	20,3

Tous ces rayons corpusculaires sont des électrons de la série K. M. Ellis avait obtenu avec le tungstène, le platine, le plomb et l'uranium les rayons *a*, *b* et *c*, avec le baryum le rayon *b*, avec l'argent *b* et *c* et avec le platine et l'uranium le rayon *e* ; le rayon *d* est nouveau. M. Ellis en prévoyait l'existence d'après le spectre naturel de rayons du radium B.

RAYONS GAMMA DE LA FAMILLE DU MÉSOTHORIUM

Radiateurs.	Ag.	Sn.	Ba.	Au.	U.	Moyennes.	Longueur d'onde 10^{-11} cm.
Tensions, en kilovolts, correspondantes aux énergies.							
a	72	70	72	75	71	71	171
b			210	206	205	207	59,7
c	235	230	234	234	233	233	53,0
d		339	330	334	333	334	37,0
e				415	417	416	29,7

Tous ces électrons proviennent de la couche K, sauf pour le rayon *a*, dans le cas de l'or et de l'uranium qui fonctionnent par leur couche L.

Le rayon *c* avait été excité par Mlle Meitner dans le plomb et le platine ; on peut aussi le déduire du spectre naturel du thorium B.

Mme Curie fait remarquer que l'on doit nécessairement admettre l'existence de rayons β primaires consistant dans l'émission par le noyau d'un électron, avec transformation de cet atome et augmentation d'une unité du nombre atomique. La controverse ne peut porter que sur ce point spécial : les électrons primaires peuvent-ils former, à la sortie des atomes d'une même substance, des groupes de vitesse déterminée, ou bien sont-ils émis avec des vitesses variables entre certaines limites, de manière à donner naissancer à un spectre magnétique continu ?

Cette question ne paraît pas encore résolue par les travaux très intéressants jusqu'ici effectués.

L'apparition de groupes primaires homogènes n'est pas incompatible avec l'hypothèse de niveaux d'énergie dans le noyau, suggérée par Ellis.

Les prévisions que l'on peut faire à ce sujet dépendent des hypothèses sur l'échange d'énergie qui détermine la transformation radioactive.

AVIS

Paiement de la Cotisation.

Aux termes de l'article XXIV des Statuts, la cotisation de l'année doit être payée avant le 1er mai.

Le Trésorier de la Société prie instamment MM. les Sociétaires qui n'ont pas encore acquitté leur cotisation de vouloir bien en faire parvenir le montant à :

M. A. JOBIN, trésorier, 31, rue Humboldt, Paris XIVe,
soit directement, soit par l'intermédiaire de :

M. J. Hulot, 8, rue Daguerre, Paris XIVe,
agent de la Société, adjoint au Trésorier.

Le paiement peut se faire en espèces par chèque barré, mandat-carte ou chèque postal. (Compte chèques postaux. Paris n° 227-92.)

OUVRAGES REÇUS

3349. — *Annuaire de l'Observatoire royal de Belgique pour 1924.*

3350. — E. Bally. — *Principes et premiers développements de géométrie générale synthétique moderne* (Gauthier-Villars, éditeur, 55, quai des Grands-Augustins, Paris.)

3351. — B. Cabrera. — *Principio de Relatividao.*

Br. 194 — Lecomte du Noüy. — *A New Viscometer.*

Br. 195. — H. Morize. *Contribuição ao Estudo do Clima do Brasil.*

Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176, nos 16 (16 avril 1923); 17 (23 avril).

Revue scientifique, no 8 (28 avril 1923).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, nos 16 (21 avril 1923); 17 (28 avril).

Revue d'Optique, no 3 (mars 1923).

Le Journal de Physique et le Radium, t. IV, sér. VI, no 3 (mars 1923).

Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale, t. 135, no 3 (mars 1923).

Recherches et Inventions, nos 53 (14 avril 1923); 54 (21 avril).

Association de Documentation scientifique, industrielle et commerciale. Bulletin, no 105 (oct.-déc. 1922).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès-verbal de la séance du 13 avril 1923, (no 7).

Nature, nos 2790 (21 april 1923); 2791 (28 april).

Science Abstracts, Sect. A. *Physics.*, no 304 (2 april 1923).

The Journal of the Institution of Electrical Engineers, vol. 61, no 317 (april 1923).

Proceedings of the Royal Society, vol. 103, no A. 720.

Journal of the Franklin Institute, vol. 195, no 4 (april 1923).

Journal of the American Institute of Electrical Engineers, vol. XLII; no 4 (april 1923).

The Journal of Physical Chemistry, vol. XXVII, no 4 (april 1923).

Proceedings of the National Academy of Sciences of the U. S. A., vol. 9, no 4.

Transactions of the Wisconsin Academy, vol. XIX, Part. I (1918). Part. II (1919)

Société scientifique de Bruxelles. Revue des Questions scientifiques, 4e série. T. III (20 avril 1923).

Bulletin de la Section scientifique de l'Académie roumaine, no 5-6 (1922-23).

Atti della Reale Accademia nazionale dei Lincei, vol. XXXII, fasc. 5, 1er sem. 1923).

Revue mensuelle de l'Observatoire de Zi-ka-Weï, no 115, 116, 117 (juillet-sept. 1923).

Helvetica Chimica Acta, vol. VI, fasc. 3.

Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden, nos 159-160.

The Science Reports of the Tôhoku Imperial University, vol. XI, no 6 (decemb. 1922).

CONFÉRENCES-RAPPORTS DE DOCUMENTATION SUR LA PHYSIQUE

(*ANNÉE 1922-1923 — 2e Semestre*)

Les Conférences auront lieu à l'Amphithéâtre de Physique de la Sorbonne à 20 heures 45, aux dates indiquées ci-dessous :

PROGRAMME

M. A. DAUVILLIER
Docteur ès Sciences.

La technique des Rayons X.

Mardi 13 mars 1923. — Généralités. Les tubes à Rayons X caractérisés par leur cathode. Cathodes à afflux, incandescentes et pointues. Leurs propriétés. Anticathodes rayonnantes et à refroidissement artificiel. Tubes de laboratoire. Tubes de grande puissance et pour très haute tension. Dispositifs de protection.

Mardi 20 mars 1923. — Etude comparée de générateurs de haute tension. Tensions pulsatoire, sinusoïdale et constante. Mesures électrique et de rayonnement. Applications des Rayons X.

M. Henri ABRAHAM
Professeur à la Sorbonne.

Principes généraux et état actuel de la T. S. F.

Mardi 24 avril 1923.
Mardi 1er mai 1923.
Mardi 8 mai 1923.

M. Victor HENRI
Professeur à l'Université de Zurich.

Spectres d'absorption et de fluorescence.

Mardi 22 mai 1923. — Spectres d'absorption des corps à l'état atomique. Vapeurs métalliques. Détermination de l'état normal des atomes. Relations avec le potentiel d'ionisation des atomes.

Mardi 29 mai 1923. — Spectres d'absorption moléculaire des corps à l'état gazeux, liquide et solide. Structure et théorie des spectres de bande. Relation entre les spectres de bande et la constitution chimique des molécules. Calcul des grandeurs fondamentales des molécules à partir des spectres de bande.

Mardi 5 juin 1923. — Spectres de résonance et de fluorescence. Relation avec l'absorption. Potentiels de résonance des vapeurs métalliques. Fluorescence des molécules; période latente de fluorescence. Relation entre la fluorescence et la constitution chimique des molécules.

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 187. 18 Mai 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881
44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 1er JUIN 1923
à 20 heures 30 très précises.
AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — L'Exposition de Physique et de T. S. F.; par M. de Valbreuze.

II. — Rôle de la courbure des corps dans certaines réactions chimiques et dans certains phénomènes d'électrolyse; par M. L. Luce.

III. — Sur la théorie de la solubilité; par M. A. Colson.

SECTION DE STRASBOURG

RÉUNION DU VENDREDI 1er JUIN 1923
à 20 heures 30 très précises à l'Institut de Physique

ORDRE DU JOUR :

I. — La théorie des électrolytes forts; par M. E. Bauer.

II. — A propos de la thèse de M. L.-C. Jackson. Remarques sur les relations entre moment atomique et champ moléculaire; par M. G. Foëx.

SECTION DE NANCY

RÉUNION DU JEUDI 7 JUIN 1923
à 20 h. 30 précises dans le Grand Amphithéâtre de l'Institut de Physique.

ORDRE DU JOUR :

I. — Etude électrochimique de la fluorescence; par M. A. Grumbach.

II. — Sur la désaimantation du fer par les courants de haute fréquence; par M. S.-K. Mitra.

SEANCE DU 18 MAI 1923.

PRÉSIDENCE DE M. EMILE PICARD.

Le procès-verbal de la séance du 4 mai est adopté.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

MM. BASSET (Charles-Louis-Jean-Baptiste), préparateur de physique à la Faculté de Médecine de Bordeaux, Hôpital des Enfants, route de Bayonne à Bordeaux (Gironde).

DUFAY (Jean-Claude-Barthélemy), professeur agrégé de physique au Lycée de Montpellier, 16, rue Anterrieu, à Montpellier (Hérault).

TEULIÉ (Henri), bibliothécaire en chef de l'Université, 20, Cours Pasteur à Bordeaux (Gironde).

M. LE PRÉSIDENT communique la demande d'admission de :

M. WELO (Lars A.) Department of Physics University of Wisconsin, Madison, (Wisconsin) U. S. A., présenté par MM. L. Brillouin et L. Dunoyer.

Il sera statué sur cette admission à la séance prochaine le 1er juin.

M. LE SECRÉTAIRE GÉNÉRAL indique parmi les ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

E. BLOCH. — *Les Phénomènes thermioniques.* (Conférences-Rapports de Documentation sur la Physique).

Annales de l'Institut de Physique du Globe de l'Université de Paris. T. I, publiées sous la direction de M. CH. MAURAIN.

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 18 MAI 1923

Génération par tubes électroniques d'oscillations polyphasées de haute fréquence;

par M.-R. MESNY.

Si avec n triodes on réalise un montage ayant une symétrie géométrique d'ordre n, le système ainsi constitué doit être capable de donner naissance, dans des conditions convenables, à un ensemble d'oscillations polyphasées d'un ordre au moins égal à n. Cette proposition est évidente, mais ce qui n'est pas certain à priori c'est que le fonctionnement d'un semblable système soit stable et l'instabilité équivaudrait à l'impossibilité d'une réalisation pratique. Pour vérifier la stabilité, nous avons établi un montage à trois triodes constitué comme il suit : les filaments sont chauffés en parallèle sous une tension de 5 volts environ, les trois plaques sont réunies à un point commun par trois inductances, il en est de même des trois grilles; les inductances de plaque et de grille d'une même triode sont couplées magnétiquement. Entre le point commun des plaques et l'un des pôles de la source de chauffage des filaments, on interpose une force électromotrice de 150

à 200 volts. Le point commun des grilles est réuni directement à l'un des pôles des filaments. Enfin, entre les grilles, ou les plaques, de deux triodes voisines on place un condensateur variable qui réalise avec les inductances correspondantes un circuit oscillant. Ce système oscille spontanément en triphasé quand les trois circuits oscillants ont même période.

Les oscillations ainsi obtenues sont stables et se maintiennent pour des différences entre les éléments homologues des circuits atteignant de 4 à 5 pour 100, ce qui permet de faire supporter à ces circuits des charges différentes. Quand les écarts entre les mêmes éléments sont plus grands, le système donne naissance à des oscillations de 2 ou 3 fréquences principales, mais les oscillations triphasées à fréquence unique s'accrochent brusquement dès que, en faisant varier les capacités ou les inductances, on revient dans les limites indiquées ci-dessus.

L'existence des oscillations triphasées peut être manifestée en réalisant un champ tournant par les mêmes procédés que ceux employés pour les fréquences industrielles, par exemple, en envoyant les trois courants déphasés à 120° dans trois bobines faisant entre elles le même angle de 120°. Une spire de fil fin, suspendue au milieu de ce système, se met à tourner rapidement dès l'accrochage du courant triphasé.

Le même champ tournant peut être utilisé à la mesure des phases en haute fréquence. Si l'on remplace la spire mobile par une bobine orientable, on peut recueillir dans cette bobine une force électromotrice dont la phase dépend de son orientation, et, pour une construction convenable des bobines fixes et mobiles, les variations de phase de cette force électromotrice sont mesurées par les angles dont on fait tourner la bobine orientable. Elles peuvent donc être lues directement sur un cadran.

En introduisant cette force électromotrice dans un circuit d'écoute, on peut l'opposer par couplage magnétique, ou autre, à telle force électromotrice de même fréquence et mesurer, par la méthode de zéro, la différence de la phase de cette dernière avec celle, prise pour origine, du courant dans l'une des trois bobines primaires. Le système dans lequel on veut faire les mesures doit être excité par un élément du poste triphasé lui-même pour que les fréquences soient identiques. On obtient ainsi des mesures dont l'approximation peut dépasser le degré. Les applications sont nombreuses; l'étude du déphasage aux différents étages d un amplificateur est facile à exécuter.

D'autre part, le système peut être utilisé pour l'émission de champs tournants. Si les trois cadres verticaux, orientés à 120° l'un de l'autre, sont parcourus par trois courants déphasés du même angle, ils rayonnent un champ tournant ayant pour axe de révolution la verticale qui constitue l'axe de symétrie des cadres. Sur cet axe, la polarisation est circulaire; sur une droite faisant avec lui un angle θ, la polarisation est elliptique; le rapport des axes de l'ellipse est égal à $\cos^2\theta$, et son petit axe rencontre l'axe de révolution. Un tel champ peut être utilisé pour la détermination de la position d'un aéronef par rapport à son point exact d'atterrissage, par temps bouché.

Le montage indiqué est un montage type qui peut être modifié dans des limites étendues, en conservant la symétrie ternaire.

Stroboscope à indication continue et à lecture directe.

par M. A. Guillet.

M. A. Guillet rappelle que la mesure de la vitesse angulaire de rotation, de l'arbre d'un moteur par exemple, au moyen de la méthode stroboscopique, exige non seulement que l'on sache produire des éclairs à intervalles réguliers et fixes, mais encore qu'il soit possible de modifier ces intervalles, entre des limites étendues, d'une manière progressive et continue. Enfin, le stroboscope doit être muni d'une graduation indiquant immédiatement sa fréquence propre pour chacun de ses états.

M. Guillet n'ayant pas trouvé de stroboscope répondant à ces diverses conditions, a été conduit à combiner celui qu'il présente à la Société. Cet appareil est facile à construire, et présente une grande souplesse de manœuvre. Il comprend une corde vibrante, en acier ou d'une autre matière, disposée verticalement, dont le mouvement est entretenu électriquement, ainsi que M. Guillet l'a indiqué dans d'autres communications à la Société. L'extrémité inférieure de la corde fait corps avec le support de l'appareil, mais l'extrémité supérieure est portée par une pièce filetée, commandée par une vis micrométrique à large tête divisée, pouvant tourner sur elle-même. Cette vis permet de faire varier d'une manière continue, dans un sens ou dans l'autre, l'état de *tension* de la corde. Vers son milieu, la corde porte une minuscule lamelle d'aluminium, percée d'un petit trou ou d'une fente étroite placée, au repos, en regard d'un orifice identique et fixe, pratiqué dans le fond d'un tronc de cône solidaire du bâti de l'appareil. Un faisceau de lumière étant concentré sur cette fenêtre et la corde mise en vibration, le stroboscope éclaire l'espace placé devant lui $2N = \nu$ fois par seconde, si N est la fréquence vibratoire de la corde.

Si l'on dirige ces éclairs sur l'arbre dont on veut étudier le mouvement — ou mieux sur un petit disque, portant un trait noir suivant l'un de ses rayons, préalablement calé sur l'axe — il est facile d'obtenir la fréquence X de rotation de l'arbre. En agissant sur le tenseur, on amène le trait à l'immobilité, alors le disque effectue évidemment un nombre entier n de tours entre deux éclairs, donc $X = p\ \nu$; soit pour $p = 1$, $X = \nu_0$.

Si alors, on accroît progressivement la tension, la fréquence montera d'une manière continue, les éclairs se multiplieront, et l'on verra bientôt apparaître une étoile formée de trois traits, alors $X = \frac{2}{3}\nu_1$; puis deux traits opposés : $X = \frac{\nu_2}{2} = N$ réquence correspondante du stroboscope; une étoile à trois branches apparaitre de nouveau : $X = \frac{\nu_3}{3}$.

Cette multiplicité d'équilibres stroboscopiques, permet de déterminer des fréquences très différentes X, sans avoir à modifier beaucoup l'état de la corde.

La fréquence des éclairs est déduite de la lecture du tambour du tenseur. Le plus simple est de graduer une fois pour toutes le tambour en fréquences et par enregistrement direct, l'utilisation des lois des cordes vibrantes pouvant ne pas être suivie, en raison de leur rigidité, par les cordes employées.

M. A. Guillet, après une détermination de la vitessse angulaire d'un petit

moteur électrique, indique qu'il est facile de généraliser ces résultats obtenus avec le disque à mouvement uniforme, et d'appliquer le stroboscope à corde à l'étude des mouvements périodiques quelconques, ou à leur reconstitution au *ralenti stroboscopique*.

SECTION DE NANCY

COMMUNICATION FAITE DANS LA SÉANCE DU 3 MAI 1923

Sur les méthodes de mesure de la concentration en « ions » hydrogène ;

par M. E. Darmois.

M. E. Darmois expose les principes des deux méthodes de mesure principales : 1° Méthode électrométrique; 2° Méthode calorimétrique. Il indique que tout phénomène qui dépend de la concentration des ions H peut servir de mesure ; on en connaît un certain nombre : vitesse d'inversion du sucre, vitesse de saponification des éthers, etc.

L'auteur a trouvé que certains des composés qu'il étudie sont très sensibles à l'action des acides.

En particulier, le dymolybdomalate d'ammonium est décomposé instantanément par les acides; son pouvoir rotatoire en solution décroît considérablement par addition d'acide. Il s'agit bien d'une action des ions H ; l'acide acétique, à concentration égale, agit beaucoup moins que l'acide chlorhydrique (33 fois moins dans certaines conditions). L'acide monochloracétique a été étudié dans un grand intervalle de concentration (0 à 6/10 mol/l ; la diminution de rotation dans des conditions données, est proportionnelle à la quantité totale d'ions H, calculée par la loi d'Ostwald.

Des expériences sont en cours, pour comparer cette méthode d'estimation de [H+] aux méthodes classiques.

M. A. Guntz présente les appareils permettant d'effectuer la détermination par les deux méthodes rappelées ci dessus, et reproduit une mesure.

OUVRAGES REÇUS

3352. — Eug. Bloch. — *Les Phénomènes thermioniques.* (Conférences-Rapports de Documentation sur la Physique.)

3353. — *Annales de l'Institut de Physique du Globe de l'Université de Paris*, t. I.

3354. — *Astronomical and magnetical and meteorological Observations. The Royal observatory Greenwich*, 1918.

Br. 196. — R. Gautier. — *Rapport sur les concours de réglage de chronomètres.* (Genève 1921-1922.)

Br. 197. — Lecomte du Noüy. — *Surface tension of serum.*

Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176, nos 18 (30 avril 1923); 19 (7 mai).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, nos 18 (5 mai 1923); 19 (12 mai).

Bulletin de la Société française des Electriciens, t. III. N° 22 (février 1923).

Revue scientifique, n° 9 (12 mai 1923).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès-verbal des séances du 17 avril et 20 avril (nos 8 et 9),

Revue générale des Sciences, n° 8 (30 avril 1923).

Archives d'Electricité médicale et de physiothérapie, n° 487 (avril 1923).

Recherches et Inventions, n° 55 (28 avril 1923).

L'Astronomie (mai 1923).

Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale, t. 135, n° 4 (avril 1923).

Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse, t. LXXXIX. N° 3 (mars 1923).

Nature, nos 2792 (5 may 1923); 2793 (12 may 1923).

Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. vol. XLIII. Part. I. pp. 1-128.

The physical Review, vol. 21. N° 3 (march 1923).

Popular Astronomy, vol. XXXI. N° 5 (may 1923).

University of Illinois. Bulletin, n° 136 (14 may 1923).

Revue trimestrielle canadienne, n° 33 (mars 1923).

Société belge des Electriciens. Bulletin mensuel. t. XXXVII (avril 1923).

Atti della Reale Accademia nazionale dei Lincei, vol. XXXII, fasc. 6, 1er sem.

Anales de la Sociedad española de Fisica y Quimica. N° 201 (marzo 1923).

Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Proceedings. Vol. XXVI Nos 1 and 2 (1923).

AVIS

Le Bureau de la Société croit devoir appeler l'attention des Sociétaires sur les Articles suivants du Règlement intérieur :

ART. XXIII. — Le minimum des cotisations des diverses catégories de Membres est fixé par l'article III des Statuts.

La cotisation annuelle est de :

50 francs pour les Membres non résidants.
60 francs pour les Membres résidants.
65 francs pour les Membres étrangers,
75 francs pour les Collectivités, Universités, Bibliothèques, etc., françaises.
80 francs pour les Collectivités, Universités, Bibliothèques, etc., étrangères.

Tous les Membres paient un droit d'entrée de 10 francs.

Le nombre des Membres de ces catégories est illimité.

La qualité de Membre à vie s'obtient moyennant le payement d'une somme égale à dix fois le montant des cotisations fixé au paragraphe précédent. Ce payement peut se faire en quatre annuités égales consécutives. Dans le cas où les personnnes ayant commencé à effectuer ces versements cesseraient de faire partie de la Société avant d'être libérées complètement, les versements effectués demeureraient acquis à la Société.

Les Collectivités, Universités, Bibliothèques, etc., ne peuvent être Membres à vie.

ART. XXIV. — La cotisation de l'année doit être payée avant le 1er mai.

En cas de non payement d'une cotisation échue et réclamée, l'envoi des publications est supprimé.

Tout Membre en retard de deux années pour le payement de sa cotisation sera, après un dernier avertissement resté sans réponse, rayé des listes de la Société.

Toute démission donnée ne sera valable qu'après acquittement des cotisations dues : sinon la radiation sera prononcée.

Pour éviter à la Société des frais onéreux et des difficultés pour le recouvrement, le montant des cotisations doit être adressé au Trésorier :

M. A. JOBIN, 31, rue Humboldt, Paris, XIVe,

soit directement, soit par l'intermédiaire de

M. J. HULOT, 8, rue Daguerre, Paris, XIVe

agent de la Société, adjoint au Trésorier.

Le payement peut être fait en espèces, par chèque barré, mandat-carte ou chèque postal (Compte N° 227-92, Paris).

Le payement par chèque postal, dont les frais sont minimes, est à recommander.

Les demandes d'envoi d'ouvrages et publications sont faites à **M. J. Hulot**; le montant doit lui être adressé directement.

Prière de vouloir bien joindre un timbre pour réponse à toute demande de renseignements.

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 188. 1er Juin 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881
44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 15 JUIN 1923
à 20 heures 30 très précises.
AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — Observations au sujet de la Communication de M. Chevallier, sur le magnétisme des terres cuites (séance du 16 mars 1923); par M. Mercanton.

II. — Mesure des grandeurs électriques sous courant alternatif a fréquence musicale; par M. L. Cahen.

III. — Présentation d'appareils : Jauge de Mac Leod; Spectroscope de poche employé comme spectrographe (projections); par M. L. Dunoyer.

SEANCE DU 1er JUIN 1923.

Présidence de M. Emile PICARD.

Le procès-verbal de la séance du 18 mai est adopté.

M. le Président fait part du décès de M. Mathy, professeur honoraire à Jolimont (Belgique) et adresse à la famille les condoléances de la Société.

Est élu membre de la Société française de Physique :

M. Welo (Lars A.) Department of Physics à University of Wisconsin, Madison, (Wisconsin U. S. A.)

M. le Président rappelle que la Société mathématique de France tiendra une Séance le mercredi 13 juin, dans l'Amphithéâtre de Géologie de la Sorbonne, à 20 h. 45, pour célébrer le Tricentenaire de B. Pascal. Une conférence sur « *le génie scientifique de Pascal* » sera faite par M. Brunschvicg, membre de l'Institut.

Des cartes d'invitation sont à la disposition des membres de la Société de Physique.

D'autre part, une cérémonie aura lieu le dimanche 17 juin à Port-Royal des Champs. Le programme et des cartes d'invitation seront distribués à la séance du 15 juin aux Sociétaires qui n'en auraient pas encore reçu.

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 1er JUIN 1923.

L'Exposition de Physique et de T. S. F.

Par M. DE VALBREUZE.

La Société française de Physique organise, à l'occasion de son cinquantenaire, une Exposition nationale de Physique et de T. S. F., avec l'appui et sous le patronage du Conservatoire national des Arts et Métiers, de l'Office national des Recherches Scientifiques et des Inventions, de l'Office national météorologique, du Comité électrotechnique français, du Comité national de l'éclairage, du Comité français des Expositions, de la Société des Ingénieurs civils de France, de la Société française des Electriciens, de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale, de la Société des Amis de la T. S. F., de la Société d'Etudes et de Recherches de T. S. F., de la Société française de Photographie, de la Société technique pour l'Industrie du Gaz en France, et avec le concours et la participation des Syndicats intéressés, Union des Syndicats de l'Electricité, Syndicat professionnel des Industries électriques, Syndicat professionnel des Producteurs et Distributeurs d'énergie électrique, Syndicat national des Industries radioélectriques, Syndicat professionnel de l'Industrie du Gaz, Syndicat professionnel de l'Optique, de la Précision et des Industries s'y rattachant, etc.. etc.

Cette Exposition qui englobera toutes les applications scientifiques, industrielles et commerciales de la Physique, aura lieu à Paris, au Grand Palais, du 30 novembre au 17 décembre 1923.

MM. A. Millerand, R. Poincaré, L. Bourgeois, G. Doumergue, Raoul Péret, Léon Bérard, H. Chéron, A. Dior, Y. Le Trocquer. A. Maginot, M. Maunoury, A. Peyronnet, Raiberti, A. Sarraut, P. Strauss, Laurent Eynac, Paul Laffont. A. Rio, G. Vidal, P. Painlevé, L. Loucheur, J.-L. Breton, le Maréchal Foch, le Général Ferrié, et les plus hautes personnalités de la Science et de l'Industrie au nombre d'une centaine, lui ont accordé leur patronage.

Un Syndicat de garantie, au capital d'un million de francs a éte formé par 82 participants appartenant à diverses industries.

Les groupes que comprendra l'Exposition sont les suivants :

GROUPES		PRÉSIDENTS. MM.
1	Physique expérimentale	M. DE BROGLIE.
2	Exposition rétrospective d'appareils de Physique..	J. BETHENOD.
3	Radiotélégraphie, Radiotéléphonie	E. GIRARDEAU.
4	Tubes à vide	H. PILON.
5	Physique biologique, Physiologie	D'ARSONVAL.
6	Télégraphie, Téléphonie, Signalisation	H. ANDRE.
7	Applications diverses de l'Electricité	P. ESCHWEGE.
8	Electrochimie	H. GALL.
9	Câbles électriques	C. JUNG.
10	Verres, Porcelaines, Isolants divers	L. DELLOYE.
11	Optique	A. JOBIN.
12	Photographie, Cinématographie	L. LUMIÈRE.

GROUPES		PRÉSIDENTS. MM.
13	Lumière	E. IMBS.
14	Gaz raréfiés, Gaz comprimés	P. NIVARD.
15	Chaleur	H. LAURAIN.
16	Métallurgie	L. GUILLET.
17	Acoustique	G. LYON.
18	Appareils de mesure et de contrôle	C. MICHEL.
19	Enseignement, Livres, Revues	P. JANET.

Le Président et les Membres du Groupe 19 (Enseignement, Livres, Revues) ont décidé de faire une large place aux appareils d'enseignement et de démonstration construits dans les établissements d'instruction mêmes.

Beaucoup de ceux-ci, à quelque ordre d'enseignement — supérieur, secondaire, primaire ou technique — qu'ils appartiennent, possèdent des appareils, qui, établis par les maîtres pour les besoins de leurs cours ou pour les exercices d'élèves, présentent, avec un caractère vraiment personnel, une particulière valeur pédagogique.

Il sera d'un haut intérêt de les réunir, comme il a été fait déjà, mais de façon restreinte, dans les expositions intimes de l'Union des Physiciens, et dans les Expositions internationales de Londres et de Bruxelles. On y pourra joindre des documents tels que tableaux schématiques, feuilles de manipulations, etc., voire même des travaux d'élèves.

Les professeurs et directeurs de laboratoires qui croient pouvoir apporter à cette manifestation une contribution utile, sont priés de se mettre en relations avec le secrétaire de la classe 58, M. CARIMEY, au Lycée Saint-Louis, 44 boulevard Saint-Michel à Paris (VIe). Tous documents utiles leur seront envoyés, si ce n'est déjà chose faite.

Le Règlement de l'Exposition accorde la gratuité d'emplacement pour les objets dépourvus de tout caractère commercial; il est prévu d'autre part que, sous la même réserve, de grandes facilités seront données pour le transport; la question des frais ne peut donc, en l'espèce, gêner d'aucune manière les participations éventuelles.

M. DE BROGLIE ajoute quelques mots pour préciser les conditions dans lesquelles s'est organisée la section I (Physique expérimentale) dont il vient d'être question.

Dans une des dernières séances du Conseil de la Société, plusieurs personnes faisaient remarquer que la Physique pure ne tenait peut-être pas assez de place à côté de la Physique appliquée dans une Exposition organisée sous le patronage de la Société française de Physique. On a alors suggéré, et M. de Broglie a personnellement défendu cette idée, que des expériences brillantes sur les phénomènes fondamentaux des diverses parties de la Physique pouvaient être présentées au grand public qui fréquentera l'Exposition et l'intéresser. Le Conseil a alors décidé la formation d'une section de Physique expérimentale.

M. DE BROGLIE, désigné comme Président de cette section, a pu, avec quelques physiciens, commencer l'étude des moyens de réalisation du projet; il est nécessaire, d'après lui, que, dans une Exposition consacrée au Cinquantenaire de la Société française de Physique, cette section de physique générale soit placée sous

le patronage spécial de la Société française de Physique et que tous les physiciens soient appelés à y collaborer.

Il demande au Bureau de bien vouloir prendre des mesures pour qu'une commission spéciale, composée à peu près uniquement de physiciens, soit désignée et réunie le plus tôt possible.

M. le Président remercie M. de Valbreuze, au nom de la Société, pour ce qu'il a déjà fait pour la réussite de l'Exposition de Physique et de T. S. F.

Il donne l'assurance à M. de Broglie que le Bureau fera le nécessaire pour répondre au désir qu'il a exprimé concernant l'organisation de la section de Physique expérimentale de l'Exposition.

Il termine en rappelant que l'Exposition, dont le succès semble dès maintenant assuré, a été décidée sous la présidence de M. Abraham qui en a été l'un des premiers promoteurs auquel il adresse ses remerciements.

Rôle de la courbure des corps dans certaines réactions chimiques et dans certains phénomènes d'électrolyse ;

par M. R. Luce.

Parmi les facteurs qui influent sur la vitesse d'une réaction dans laquelle intervient un solide, la température, la pression et l'étendue de la surface de contact sont en général les seuls dont le chimiste se préoccupe.

En 1913, M. Reboul a montré que dans certaines réactions gaz-solide la forme de ce dernier intervient : l'action est plus vive aux points où la courbure moyenne est la plus grande tout au moins au début de la réaction.

I. J'ai pu montrer que cet effet de la courbure est doué d'une grande généralité ; en particulier on le retrouve dans des réactions liquide-solide quand les conditions suivantes sont réalisées ; 1° réactions très lentes, d'où en général, solutions très diluées ; 2° bon polissage et bon nettoyage du solide employé.

Les réactions expérimentées sont les suivantes :

dissolutions aqueuses d'halogènes ou d'hydrogène sulfuré sur l'argent ou le cuivre (échantillons) ;

déplacements réciproques de métaux (échantillons) ;

attaques de métaux par des solutions d'acides très étendues ;

réduction du sulfate de cuivre par le phosphore ;

action du gaz ou de solutions étendues sur des papiers imprégnés de réactifs appropriés.

L'effet de courbure se retrouve quand le solide est placé dans un courant lent de gaz (échantillons).

Quand l'attaque engendre un dépôt transparent en lames minces, les colorations interférentielles obtenues renseignent sur l'épaisseur relative de ce dépôt et l'expérience se prête à des mesures. Cette méthode, applicable à l'iodure d'argent, corps transparent me paraît être aussi applicable aux halogénures et sulfures d'argent et de cuivre.

On immerge pendant le même temps et dans les mêmes conditions des fils de

diamètres différents ; on note les teintes obtenues et on en déduit les épaisseurs relatives correspondantes en utilisant les tables de Wertheim ou de Rollet.

L'épaisseur relative q, et le diamètre $2R$ vérifient assez bien une relation donnée par M. Reboul :

$$a^q = \frac{b}{2R} + c$$

dans laquelle a, b, c, sont des constantes qui dépendent des conditions expérimentales.

II. L'effet de courbure se retrouve

1° Dans des réactions chimiques lentes, corrélatives de couples voltaïques.

Ex. : Zinc et cuivre, en contact dans un sel de plomb.

Zinc et cuivre, en contact dans de l'eau acidulée par SO^4H^2.

2° Dans l'électrolyse ordinaire, à condition qu'elle soit lente.

III. Ces divers phénomènes peuvent s'expliquer si on admet que la concentration d'un mélange fluide au voisinage d'un solide est fonction de la courbure de ce solide.

Admettre que la tension d'une vapeur saturante, est fonction de la courbure du liquide revient à faire cette hypothèse dans un cas particulier.

Je remercie M. Reboul des conseils et de l'aide bienveillante qu'il m'a toujours prodigués au cours de ce travail.

Sur la théorie de la solubilité ;

par M. A. Colson.

M. Alb. Colson, rappelle l'importance des phénomènes de solubilité en chimie, et insiste sur l'assimilation de la pression osmotique à la pression gazeuse par Van't Hoff. Elle a permis d'étendre aux solutions saturées la formule de Clapeyron

$$L = \frac{T}{425} (U - u) \frac{dp}{dT}$$

qui sous la forme $\frac{dC}{C} = 0{,}5 \frac{dT}{T^2} \times \rho$ est applicable aux corps peu solubles. Mais cette égalité établie d'une autre manière par M. Le Chatelier, perd tout caractère rationnel quand on l'étend aux corps solubles, dont le volume u, étant de même ordre que U et parfois supérieur à celui du solvant V, ne peut être négligé ; car alors la formule de dilatation des gaz $V \times p = RT$, devient *inapplicable*, et l'on ne peut passer à la 2ᵉ formule. De plus, le remplacement par la concentration C de la pression osmotique p n'est pas légitime, car le terme p est à la fois fonction de C et de T, ce qui ne permet plus l'équivalence $\frac{dC}{dT} = \frac{dp}{dT}$. Il est vrai qu'on cherche à justifier cette substitution, en remplaçant la chaleur de saturation par une chaleur d'équilibre ρ (chaleur de dissolution du corps dans sa solution *presque* saturée), dans le but de supprimer le travail d'expansion $PV = RT$, et de considérer la dissolution comme une désagrégation moléculaire. D'où l'expression $\rho = L - 2T$ (avec $AR \geqq 2$) donnée à ρ par Van't Hoff. Si les corps peu solubles

obéissent à la formule en $\frac{dC}{C}$, celle-ci est loin de représenter la solubilité de certains sels importants, NaCl, KCl..., qui a pour expression $C = a + bT$.

D'autre part, la connaissance de la concentration d'un sel à T° n'est pas caractéristique puisque, d'après Loewel, les hydrates du sulfate de soude ont leur solubilité propre que la formule n'exprime point. J'ai donc eu recours à l'expérience, et repris l'étude de la solubilité du sel marin, dont M. Le Chatelier disait en 1888, que « sa chaleur de dissolution étant sensiblement nulle, sa solubilité est indépendante de la température ». J'ai d'abord déterminé L et ρ. Or, L croît progressivement de 448 à 485 calories, à mesure que la température s'abaisse de 21° à 0°; tandis que ρ décroît de 20° à 0° en s'annulant vers 1°. La solubilité du sel devrait donc changer de sens. M. Le Chatelier admet un « minimum de solubilité » calculé par extrapolation et corroboré par sa formule minimum qui paraît invraisemblable à M. Colson. Il fixe ce changement d'allure non plus vers 0°, mais vers — 10°. Admettons ses conclusions, et appliquons ce minimum ($T = 263°$) l'égalité de van't Hoff $\rho = L - 2T$. On a :

$$\rho - 2 \times 263 = 0 \qquad \text{d'où } L = 526 \text{ calories.}$$

Mais alors, si L était sensiblement constant, ρ, nul à — 10°, serait négatif aux températures supérieures. En conséquence, la solubilité du sel diminuerait quand la température s'élève ; ce qui est contraire aux faits et à l'existence d'un minimum. La diminution progressive de L quand la température augmente, aggrave encore ces contradictions formulées par M. Le Chatelier.

C'est qu'en général, la solubilité se rapproche au moins autant d'une fusion que d'une vaporisation, et que l'égalité de Clapeyron non tronquée s'adapte à la superposition des deux effets. Si de plus dans cette formule on pose $P = p + h =$ somme des pressions osmotique et extérieure, $\frac{dP}{dT} = \frac{dp}{dT}$ si h est constant. Alors, la solubilité dans toute son étendue s'exprime par la formule :

$$L = AT(V + \varepsilon) \times \frac{dP}{dT}$$

dans laquelle V figure le volume du solvant saturé à T (c'est-à-dire l'inverse de la solubilité en volume), ε la contraction entre l'état final U et l'état initial $V + u$, et L la chaleur de saturation), depuis les corps dilués pour lesquels ε est négligeable jusqu'aux corps déliquescents, dans lesquels V, voisin de zéro, indique que la solubilité du solide va se confondre avec sa fusion sous la pression h, puisque si

$$V = 0,\ p = 0,\ \text{et}\ \frac{d(h + p)}{dT} = \frac{dh}{dT}.$$

Par exemple $CaCl^2,6H^2O$ vers 30°, est un liquide défini et non le résultat de la dissolution de $CaCl^2$ dans son eau de cristallisation. On retrouve l'expression des idées de Loewel et de celles de Roozeboom.

SECTION DE STRASBOURG

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 1er JUIN 1923

Remarques sur la liaison entre moment atomique et champ moléculaire. (A propos de la thèse de M. L.-C. Jackson, Leyde, 1923),

par M. G. Foëx.

Le sulfate double de fer (ferreux) et d'ammonium peut prendre, en solution concentrée dans l'eau, divers états magnétiquement distincts (Foex, *Ann. de Phys.*, XVI, 1931, p. 216). L'un de ces états est caractérisé par un moment magnétique de l'atome de fer égal à 26 magnétons ; un autre par le moment atomique 27,5.

Dans le premier le champ moléculaire est positif ; il est négatif dans le second.

Les solutions que l'on rencontre le plus souvent ont 26,5 et un champ moléculaire nul.

De même les sulfates de nickel étudiés par M. Jackson ont des moments atomiques différents ; au plus faible moment correspond un champ positif ; au plus fort un champ négatif. Le sel à 16 magnétons a un champ moléculaire très faible ; c'est celui que l'on trouve le plus souvent dans les solutions.

A l'état solide le sulfate double de fer et ammoniaque à $6H^2O$ s'était présenté, dans mes recherches, avec 26 magnétons, un champ moléculaire positif et une anomalie cryomagnétique très marquée.

M. Jackson a eu affaire à la variété à 27, 5. Elle a, comme en solution, un champ moléculaire négatif. Ce champ est très faible dans le cristal ; l'anomalie cryomagnétique qui en dépend, a complètement disparu.

Les faits qui précèdent paraissent imposer les conclusions suivantes : certains sels peuvent exister sous plusieurs formes qui ont la même composition, mais qui diffèrent par leurs propriétés magnétiques.

Une modification du moment atomique entraîne une modification du champ moléculaire. Ces deux grandeurs paraissent dépendre d'un même mécanisme. Le moment atomique a été attribué aux électrons de la couche N (Cabrera). Le champ moléculaire, dont l'origine est encore inconnue, devrait donc aussi leur être rattaché.

La variation thermique de la constante diamagnétique de l'eau ;

par M. B. Cabrera.

La détermination de la constante diamagnétique de l'eau a été le sujet pendant ces dernières années de mesures très précises, mesures que l'on peut qualifier de recherches expérimentales vraiment magistrales. A part les mesures de Weiss et Piccard, Sève, de Haas et Drapier, on doit signaler tout d'abord les mesures plus récentes de A. Piccard et A. Devaud, comme étant les plus précises et fondamentales dans ce domaine. D'après ces deux physiciens la susceptibilité de l'eau à 20°C est égale à $-7{,}1992 \times 10^{-7}$, avec une erreur relative probable ne dépassant pas $1{,}1 \times 10^{-4}$; de sorte que pour la température indiquée plus haut on pourrait accepter comme valeur étalon de cette grandeur physique $-7{,}200 \times 10^{-7}$.

Malheureusement nos connaissances sont par beaucoup moins précises en ce qui concerne la variation de χ avec la température, variation dont l'intérêt est grand, soit comme coefficient de réduction, soit pour corriger la susceptibilité des solutions par rapport à la température. A ce point de vue, les résultats que nous possédons actuellement sont encore discordants. Ainsi, tandis que Piccard trouve entre 0° et 100° une variation quelque peu compliquée, qu'il explique en supposant que l'eau est une solution de molécules de glace dont le nombre diminue avec la température (une hypothèse qui s'accorde bien avec d'autres suggestions qui découlent de l'étude d'autres phénomènes), A.-W. Marke trouve, pour des températures comprises entre 0° et 136°, un coefficient constant, dont la valeur est de + 0,00007. D'après Piccard, par contre, la valeur de cette constante dans le voisinage de 20° serait de + 0,00012.

Nous avons entrepris l'étude de cette question, en utilisant la méthode du champ non uniforme de Faraday, et avec un dispositif semblable à celui employé par Marke. Il est intéressant de remarquer, que la partie de l'appareil soumise à l'action du champ, est construite entièrement en quartz, de sorte que la seule correction variable est celle qui provient de la poussée de l'air ambiant.

Le résultat que nous avons trouvé, en collaboration avec M. Dupérier, est que entre 0° et 100° on constate une diminution presque uniforme de χ, qui devient plus rapide à des températures élevées.

Pour l'intervalle 10°-80° on peut les représenter par l'équation :

$$-\frac{\delta\chi}{\chi_{10^\circ}} = [1,63 + 0,0163\,(t - 20^\circ)]\,(t - 20^\circ).\,10^{-4}$$

OUVRAGES REÇUS

3355. — *Annuaire de l'Institut de Physique du Globe de l'Université de Strasbourg*, 1re partie : Météorologie; 2e partie Sismologie.

Br. 198. — *Les systèmes téléphoniques de la Western Electric Company.*

Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176, nos 20 (14 mai 1923); 21 (22 mai 1923).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, nos 20 (19 mai 1923); 21 (26 mai 1923).

Revue scientifique, n° 10 (26 mai 1923).

Revue générale des Sciences, n° 9 (15 mai 1923).

Bulletin de l'Union des Physiciens, n° 162-163 (avril-mai 1923).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès-verbal de la séance du 11 mai 1923 (n° 10).

Recherches et Inventions, n° 56 (5 mai 1923).

L'Université de Paris, N° 252 (mai 1923).

Bulletin scientifique des Etudiants de Paris. N° 8 (janvier 1923).

Nature, n° 2794 (19 may 1923); 2795 (26 may 1923).

Proceedings of the Royal Society, vol. 103, N° A. 721 (3 may 1923).

Science Abstracts. — *Sect. A. Physics.* Vol. 26. N° 305 (25 may 1923).

The Journal of the Institution of Electrical Engineers, vol. 61. N° 318 (may 1923).

The Physical Review. Vol. 21, N° 4 (april 1923).

Journal of the Franklin Institute. Vol. 195. N° 5 (may 1923).

Journal of the American Institute of Electrical Engineers. Vol XLII. N° 5 (may 1923).

Proceedings of the National Academy of Sciences of the U. S. A. Vol. 9. N° 5 (may 1923).

The Journal of physical Chemistry. Vol. XXVII. N° 5 (may 1923).

Archives des Sciences physiques et naturelles. 5e période. Vol. 5 (mars-avril 1923).

Atti della Reale Accademia nazionale dei Lincei, vol. XXXII, fasc. 7-8 (1er sem. 1923).

Proceedings of the Physico-mathematical Society of Japan. Vol. 5. N° 3 et 4 (march-april 1923).

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 189. 15 Juin 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 6 JUILLET 1923
à 20 heures 30 très précises.
AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — Triode démontable de grande puissance (Appareils et projections); par M. F. Holweck.

II. — Les lois du noircissement des plaques photographiques; par MM. Ch. Fabry et H. Buisson.

III. — Nouveaux électromètres a grande sensibilité (Appareils et projections); par M. B. Szilard.

SEANCE DU 15 JUIN 1923.

Présidence de M. Ch. FABRY.

Le procès-verbal de la séance du 1er juin est adopté.

M. le Président communique les demandes d'admission de :

M. Morand (Max), élève de l'Ecole normale supérieure, 45, rue d'Ulm, à Paris (V^e), présenté par MM. Ch. Fabry et M. Brillouin.

M. Steinmann (Henri-Léon-Rodolphe), ingénieur électricien I. E. N., 12, square Desnouettes, à Paris (XVe), présenté par MM. G. Danne et J. Languepin.

Il sera statué sur ces admissions à la séance prochaine, le 6 juillet.

M. le Secrétaire général indique, parmi les ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

Louis Roy. — *L'Electrodynamique des milieux isotropes en repos*, d'après Helmholtz et Duhem.

Maurice Gandillot. — *L'Ethérique. Essai de Physique expérimentale.*

J. Amar. — *Le Moteur humain.*

M. A. Colson signale une correction à faire dans le résumé de sa communication. Il faut lire, page 242 S, *Bulletin* n° 188, 14e ligne :

Admettons ses conclusions et appliquons à ce minimum (T = 263°), l'égalité de Van t'Hoff : $\rho = L - 2\,T$. On a :

$$L - 2 \times 263 = 0 \qquad \text{d'où} \qquad L = 526 \text{ calories.}$$

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 15 JUIN 1923

Observations au sujet de la communication de M. Chevallier « Sur le Magnétisme des terres cuites » (Séance du 16 mars 1923); par M. Mercanton.

Le résumé de ces observations et la réponse de M. Chevallier paraîtront dans le prochain Bulletin.

Mesure des grandeurs électriques sous courant alternatif à fréquence musicale ;

Par M. Cahen.

L'étude de la transmission des courants téléphoniques oblige les laboratoires industriels de téléphonie à mesurer les grandeurs caractéristiques des lignes et des appareils à l'aide de courants alternatifs de fréquence musicale. Les appareils nécessaires sont très peu répandus en France ; il semble cependant qu'ils pourraient rendre des services aux physiciens, car les mesures de cette sorte ont une très grande sensibilité et sont très rapidement faites.

Les grandeurs à mesurer variant avec la fréquence, le problème le plus délicat à résoudre est celui du générateur qui doit être stable, bien sinusoïdal ; des trois types employés : vibrateur mécanique, alternateur tournant, ou oscillateur à lampes, le dernier est celui qui donne la solution la plus complète, mais au prix de certaines difficultés.

Le générateur doit être séparé électrostatiquement des appareils d'utilisation.

Les principales méthodes de mesure sont celles de la compensation ou du zéro (pont de Wheatstone) avec téléphone comme galvanomètre et celle de la comparaison d'intensités, moins facile, et pour laquelle l'emploi de voltmètres amplificateurs a permis de réaliser de grands progrès. Les dispositifs potentiométriques à courant alternatif sont également intéressants, mais délicats.

Une des principales difficultés dans toutes ces mesures consiste dans la capacité ou la self-induction des résistances étalons ; on peut les réduire, mais il est difficile de les supprimer et il peut en résulter des erreurs graves ; aussi, y a-t-il lieu d'utiliser surtout des résistances inférieures à 1 000 ohms.

La sensibilité est donc en général plus grande que la précision, mais quand on peut recourir à des mesures différentielles, on arrive également à une précision très grande.

Présentation d'appareils : Jauge de Mac Leod, Spectroscope de poche employé comme spectrographe ;

Par M. L. Dunoyer.

Jauge de Mac Leod. — Dans beaucoup de recherches, il est nécessaire de pouvoir mesurer avec la jauge de Mac Leod la pression des gaz non condensables présents dans la canalisation jusqu'à des pressions aussi basses que 10^{-5} mm de mercure et de pouvoir raccorder convenablement les mesures faites avec la jauge à celles que donne un manomètre à mercure. Les manomètres à levier optique permettent d'atteindre le millième et même, dit-on, le dix-millième de millimètre

de mercure, mais ils exigent une installation qu'il est toujours avantageux de réduire et de plus ils sont extrêmement sensibles aux trépidations. C'est donc le domaine de mesure d'un manomètre à mercure ordinaire qu'il est intéressant de rejoindre avec celui de la jauge de Mac Leod. Si l'on admet, ce qui est légitime, qu'il est possible de mesurer 0,01 μ de gaz *permanent* (H, He, N), à 5 pour 100 près avec la jauge, et qu'on puisse lire le dixième de millimètre sur le manomètre, il convient donc que le domaine de mesure de la jauge aille de 0,01 μ à 2 mm environ.

Les jauges que l'on trouve dans le commerce sont loin de posséder un aussi large intervalle de mesure. De plus il est avantageux dans des recherches précises de faire soi-même le calibrage. Dans la jauge présentée en séance, la chambre de compression est formée de quatre tubes courts de diamètres décroissants. Pour éviter les corrections capillaires, la liaison avec la canalisation est faite au moyen de quatre tubes de même diamètre que ceux de la chambre de compression. Avec une ampoule de 250 cm^3, c'est-à-dire assez petite pour que les mesures puissent être faites rapidement et en ne tenant compte que des dénivellations supérieures à 2 mm, il est ainsi facile de réaliser une jauge ayant les qualités requises. Le raccourcissement au maximum des chambres de compression assure l'uniformité de pression dans toutes les parties de la jauge, même aux très basses pressions.

Les procédés de construction et de calibrage employés sont décrits en détail. On a trouvé très avantageux, pour diverses raisons, de remplacer le robinet graissé qui fait communiquer l'ampoule avec le réservoir à mercure par un pointeau en acier rodé non graissé.

Spectroscope de poche monté en spectrographe. — Pour étudier l'émission spectrale des différentes parties d'une source lumineuse, on forme en général une image de cette source dans le plan de la fente du spectrographe et on déplace cette image de manière à amener sur la fente la région choisie. Il peut arriver qu'il soit beaucoup plus commode de déplacer le spectrographe tout entier, par exemple pour étudier l'émission spectrale des différentes parties d'un long tube à vide comme ceux qui sont fréquemment employés aujourd'hui pour la publicité. Dans ce cas un petit spectroscope de poche monté en spectrographe peut rendre de grands services.

On montre de quelle manière ce montage peut être fait en quelques instants de manière simple avec un spectroscope de poche Schmidt et Haensch. L'appareil est fixé par un collier sur une petite plateforme munie d'une queue que l'on peut serrer dans un support à pince quelconque. Sur cette plateforme est fixé un petit bloc de bois percé d'un trou ovale : c'est la chambre. On y adapte le châssis porte-plaque d'un appareil 4,5 cm $\times$ 6 cm genre West-Pocket. L'image spectrale est formée au moyen d'une petite lentille achromatique. Une dizaine de spectres peuvent être pris sur la même plaque. L'appareil tout entier n'a qu'une quinzaine de centimètres de longueur.

Les clichés projetés en séance montrent que la définition des raies est assez bonne pour que l'on puisse séparer très nettement au microscope deux raies du fer dont les longueurs d'onde diffèrent seulement de 1 à 2 angströms dans les environs de 4 000 Å, bien que la longueur totale de spectre entre le rouge et 3 700 environ, limite de transparence des verres employés, ne soit que de 25 mm. On projète, en séance, les spectres du fer, de l'azote, de l'oxygène, de l'acide carbonique et de l'hydrogène, ces gaz étant placés dans un tube de 4 m. de long, observé en bout. Ce tube était plus long mais aussi beaucoup plus gros (25 mm de diamètre au lieu de 7 mm) que ceux dans lesquels Wood a obtenu la série de Balmer à l'exclusion presque complète du spectre secondaire de l'hydrogène. Peut-être est-ce à cela qu'est dû le fait qu'il a été impossible de reproduire les remarquables phénomèmes observés

par Wood. On a bien constaté que si l'hydrogène a été desséché par un séjour prolongé sur P^2O^5, la série de Balmer s'atténue considérablement. Mais même en employant l'hydrogène humide débité directement dans la canalisation par un électrolyseur et aspiré constamment tout le long du tube par une pompe en fonctionnement, on n'a pu qu'atténuer un peu le spectre secondaire. En fait, l'aspect du tube est toujours blanc bleuâtre et non rose, encore moins pourpre, comme dans le capillaire d'un tube de Geissler. Il se peut donc que la *densité* de courant joue un rôle particulièrement important.

OUVRAGES REÇUS

3356. — Louis Roy. — *L'Electrodynamique des milieux isotropes en repos,* d'après Helmholtz et Duhem. (Collection Scientia. Gauthier-Villars, éditeur, 55, quai des Grands-Augustins, Paris).

3357. — Maurice Gandillot. — *L'Ethérique. Essai de Physique expérimentale.* (Librairie Vuibert, 63, boulevard Saint-Germain, Paris V[e]).

3358. — J. Amar. — *Le Moteur humain.* (Dunod, éditeur, 47, quai des Grands-Augustins, Paris V[e]).

Le Journal de Physique et le Radium, t. IV, série VI, n° 4 (avril 1923).

Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176, n[os] 22 (28 mai 1923); 23 (4 juin 1923).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, n[os] 22 (2 juin 1923) ; 23 (9 juin 1923).

Revue générale des Sciences, n° 10 (30 mai 1923).

Revue scientifique, n° 11 (9 juin 1923).

Revue d'Optique, n° 4 (avril 1923).

Recherches et Inventions, n[os] 57 (12 mai 1923); 58 (19 mai); 59 (26 mai).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès-verbal de la séance du 25 mai 1923 (n° 11).

L'Astronomie (juin 1923).

Bulletin scientifique des Etudiants de Paris. N° 9 (février 1923).

Memorial des Poudres, t. XX, 1[er] fascicule.

Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse, t. XXXIX, n° 4 (avril 1923).

Journal de Chimie physique, t. 20, n° 2 (1[er] juin 1923),

Société belge des Electriciens, bulletin mensuel, t. XXXVII (mai 1923).

Annales de la Société scientifique de Bruxelles, 3[e] et 4[e] fasc. (2 juin 1923).

Communication from the Physical Laboratory of the University of Leiden. Suppléments aux n[os] 157-158; n° 161.

Nature, n[os] 2796 (2 juin 1923); 2797 (9 juin 1923).

The Illuminating Engineer, vol. XVI, n° 1 (january 1923).

American Journal of Mathematics, vol. XLIV, n° 4 (october 1922).

The Science Reports of the Tohoku Imperial University Sendai (Japan), vol. XII, n° 1 (febr. 1923).

Observatoire de Zi-Ka-Weï. Revue mensuelle. N[os] 118, 119 (Oct.-nov. 1922).

The New Zealand Journal of Science and Technology, vol. V, n° 6 (march 1923).

M. L. Guillet, directeur de l'Ecole centrale des Arts et Manufactures demande l'insertion de l'avis suivant :

L'emploi de répétiteur du cours de Physique générale à l'Ecole centrale des Arts et Manufactures est vacant. Les candidats devront adresser leurs demandes accompagnées de leurs titres, à M. le Directeur de l'Ecole centrale, 1, rue Montgolfier, Paris III[e], avant le 1[er] juillet 1923.

PARIS. — SOC. G[le] D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 190. 6 Juillet 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881
44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 16 NOVEMBRE 1923
à 20 heures 30 très précises.
AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

L'ORDRE DU JOUR SERA ENVOYÉ DANS LES PREMIERS JOURS DE NOVEMBRE

SÉANCE DU 6 JUILLET 1923.

Présidence de M. Ch. FABRY.

Le procès-verbal de la séance du 15 juin est adopté.

M. le Président fait part du décès de M. F. Carré, professeur de physique au lycée Janson de Sailly et adresse à la famille, au nom de la Société, l'expression de ses sympathiques condoléances.

Sont élus membres de la Société française de physique :

M. Morand (Max), élève de l'Ecole normale supérieure, 45, rue d'Ulm, à Paris (Ve), présenté par MM. Ch. Fabry et M. Brillouin.

M. Steinmann (Henri-Léon-Rudolphe), ingénieur électricien I. E. N., 12, square Desnouettes, à Paris (XVe).

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

M. Gandillot (Maurice), ancien élève de l'Ecole polytechnique, 172, rue de la Pompe à Paris (XVIe), présenté par MM. F. de Nerville et G. Lyon.

Mlle Perrette (Berthe-Aimée-Marie), professeur de lycée, 123 rue Saint-Jacques, à Paris (Ve) présentée par MM. Ch. Fabry et A. Perot.

Suivant l'usage, la séance étant la dernière de l'exercice, il est statué, de suite, sur l'admission de ces deux candidats qui sont élus membres de la Société.

M. le Président fait savoir que M. le Dr Guebhard a fait don à la Bibliothèque de la Société d'un certain nombre d'ouvrages et périodiques (1). Il adresse

(1) Voir la liste aux Ouvrages reçus, page 259 S.

au donateur, les remerciements de la Société en rappelant que ce n'est pas la première fois qu'elle profite de sa grande générosité.

M. le Secrétaire général indique parmi les ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

H. Ollivier. — *Cours de Physique générale.* T. III (2e édition).
E. Borel et R. Deltheil. — *Probabilités. Erreurs.*
G. Fournier. — *La Relativité vraie et la Gravitation universelle.*
H. Weiss. — *Introduction à l'étude de la cémentation métallique* (Thèse pour le doctorat.)

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 15 JUIN 1923

Observations au sujet de la communication de M. Chevallier « Sur le Magnétisme des terres cuites » (Séance du 16 mars 1923);

par M. P.-L. Mercanton.

Dans sa communication du 16 mars 1923, à la Société française de Physique, M. R. Chevallier énumère les principes fondamentaux de la méthode de Folgheraiter comme suit : uniformité de l'aimantation des terres cuites, genèse de celle-ci dans le champ magnétique ambiant lors de la cuisson et invariabilité ultérieure de l'état magnétique acquis. M. Chevallier regarde ces trois principes comme de pures hypothèses et, en physicien, il s'est efforcé de les transformer en certitudes, avec toutes les ressources d'une expérimentation rigoureuse.

Ses résultats apportent, semble-t-il, la preuve cherchée quant à l'uniformité de l'aimantation. Pour les deux autres propositions, ils ne donnent que des présomptions propres à renforcer celles de Folgheraiter et de ses successeurs.

Si intéressante que soit la vérification de l'uniformité, remarquons que cette condition n'est fondamentale que dans l'étude d'échantillons prélevés dans des masses étendues (argiles cuites naturellement, laves, etc...). Pour les pièces de céramique, elle ne l'est pas et seule la méthode de l'objet-témoin de Folgheraiter conduit au but et sûrement.

La genèse de l'aimantation permanente des terres cuites est très mal connue encore. On ne sait pas même s'il s'agit bien de magnétite disséminée dans la masse, quoi qu'on l'admette généralement. J'ai suggéré depuis longtemps de préparer des compositions argiloferrugineuses bien déterminées et de les soumettre à un traitement thermique et magnétique rigoureusement défini. L'emploi combiné du four électrique et des méthodes magnétiques le permettraient fructueusement et sans difficultés insurmontables. Jusque là, le géophysicien pourra se contenter des présomptions très fortes, données par les fabrications céramiques de Folgheraiter.

La vérification du troisième principe semble échapper tout à fait à l'emprise du physicien parce que le temps intervient peut-être dans la cause et dans ce cas son rôle est incontrôlable. Toutefois, on peut chercher dans l'expérimentation directe des raisons de croire à la stabilité d'aimantation postulée par la méthode de Folgheraiter.

Si le champ coercitif de la matière aimantée est très grand, on admettra

volontiers que son aimantation ne sera pas modifiée ultérieurement par des champs beaucoup plus faibles, comme le champ terrestre actuel ou ceux émanant d'autres pièces de céramique voisines. D'autre part, rien ne nous autorise à penser que le champ terrestre ait eu une intensité très différente de l'actuelle, au cours des derniers âges de la Terre.

L'existence du phénomène de la viscosité magnétique, si apparent pour le fer dans les champs faibles, fait toutefois surgir le doute. Dès 1906, des expériences sur la céramique des palafittes m'ont démontré non seulement que, pour annihiler l'aimantation de ces vases [pourtant d'une facture assez grossière], il fallait des champs inverses de l'ordre de 150 à 200 fois l'intensité du champ terrestre actuel, mais encore, résultat très troublant, qu'après une quarantaine d'heures, sous la seule influence du champ terrestre, *les vases avaient repris la moitié de leur aimantation primitive.*

Ce phénomène mérite donc une étude détaillée. D'autres occupations m'en ont détourné malheureusement et je la recommande à mes collègues mieux placés.

De sorte que la voie inductive suivie par Folgheraiter, Brunhes, David et moi-même, celle de l'analyse magnétométrique d'objets céramiques initialement différemment aimantés et restés très longtemps sous l'influence les uns des autres (fragments de poteries entassés, murs de briques, etc...) paraît la seule vraiment correcte. Si les briques d'une muraille millénaire présentent chacune une aimantation différente, on devra bien en conclure, sinon qu'il n'y a eu aucune réaction magnétique réciproque des éléments constitutifs du mur, tout au moins qu'elle a été incapable de réaliser l'uniformisation de l'aimantation, donc de modifier sensiblement cette aimantation. Celle-ci est donc stable et la méthode de Folgheraiter est légitime. Or une pareille preuve ou des preuves semblables tirées de contrôles similaires, ont été apportées à diverses reprises au débat. Elles semblent justifier suffisamment qu'on continue dans la voie ouverte par le physicien italien pour l'étude historique du magnétisme terrestre.

M. Chevallier répond et conclut en disant que la divergence porte non pas sur la vraisemblance des hypothèses fondamentales, mais sur l'insuffisance des faits que l'on apporte pour les étayer. Toutes les mesures en effet ont été effectuées par la méthode magnétométrique de Folgheraiter qui ne fournit pas l'axe magnétique de la substance aimantée, mais une direction empirique qui en diffère d'une quantité *indéterminée.* Les faits souvent signalés ne sont donc qu'un appui qualitatif et n'apportent que des présomptions.

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 6 JUILLET 1923

Triode démontable de grande puissance.

par M. F. Holweck.

Lorsqu'on veut réaliser un appareil thermoionique de grande puissance (triode, redresseur, tube à rayons X) susceptible d'être vidé une fois pour toutes, c'est-à-dire, ne comprenant dans sa construction que des substances telles que le verre, le métal, le quartz, etc., n'ayant pas de tension de vapeur et pouvant être chauffées à une haute température, on rencontre des difficultés :

1° Pour réaliser, d'une façon suffisamment sûre, le passage étanche des con-

ducteurs amenant le courant de chauffage à la cathode (courant qui peut atteindre une centaine d'ampères).

2° Pour évacuer le grand nombre de calories qui peuvent se dégager sur l'anode. Ce deuxième problème est le plus difficile. Il devient nécessaire de disposer autour de l'anode une circulation d'eau et, par conséquent, on est conduit à faire de larges soudures étanches entre le verre et le métal.

3° Il est difficile d'évacuer complètement les gaz des différentes pièces métalliques et surtout de celles qui sont soudées au verre, car on ne peut les chauffer au rouge.

Cependant les Américains ont, récemment, beaucoup perfectionné la technique de la soudure du verre au métal et sont arrivés à réaliser des lampes de radiotélégraphie de grande puissance avec anode extérieure refroidie à l'eau. M. Holweck indique que, simultanément et d'une façon tout à fait indépendante, il étudiait le même problème et arrivait à une solution satisfaisante par une méthode différente qui consiste à créer un appareil démontable, les différentes parties de verre et de métal étant réunies par des joints. On n'éprouve plus alors de difficultés pour le passage des grosses intensités de courant de chauffage, ni pour le refroidissement de l'anode ; mais on est forcé d'associer à l'instrument une pompe, y entretenant un bon vide, le métal, le verre et les joints n'étant pas purgés de gaz. M. Holweck emploie sa pompe hélicoïdale qui dans ce cas a l'avantage de permettre l'arrêt tout en conservant le vide préparatoire.

La triode prend alors l'aspect schématique des gros convertisseurs à vapeur de mercure à enveloppe métallique : toutes les pièces sont interchangeables et la rupture d'un filament ou la fusion d'une grille n'entraîne plus la perte totale de l'instrument comme c'est le cas avec les lampes soudées. L'usager devient indépendant du constructeur, il peut réparer lui-même sa lampe en quelques heures.

Le joint utilisé dans les triodes démontables est le même que celui déjà présenté à la Société [1] et qui servait aux lampes d'éclairage à grand éclat. Il consiste en un presse-étoupe comprimant une bague de caoutchouc pur exempt de matières volatiles. La triode se compose de trois pièces placées verticalement les unes au-dessus des autres et réunies au moyen de joints par des tubes de verre :

1° La tête, qui comprend le support des filaments et de la grille, une sortie isolée soudée dans le tube supérieur permet d'assurer une communication électrique avec la grille.

2° La « plaque » cylindrique à double enveloppe avec circulation d'eau et dispositif permettant la libre dilatation du tube intérieur recevant les électrons.

3° Une pompe hélicoïdale à grand débit réunie à la plaque au moyen d'un tube gros et court (diamètre 35 mm, longueur 50 mm). L'ensemble est étanche et le vide préparatoire peut n'y être fait qu'à de longs intervalles.

Les filaments sont constitués par du tungstène cylindrique de 0,5 mm et de 36 cm de long alimentés par deux moitiés montées en parallèle, le courant de chauffage est de 36 ampères. La température absolue du filament est de 2 700° et le courant de saturation de 6 ampères environ.

Les filaments sont entourés d'une grille cylindrique en molybdène. La « plaque » est constituée par un tube de cuivre rouge de 45 mm de diamètre et de 110 mm de long. Le refroidissement à eau est suffisant pour permettre à cette anode de dissiper facilement 15 kilowatts. Les essais de cette lampe de grande puissance furent faits d'abord au laboratoire de M. Jouaust à l'Etablissement central du Matériel radiotélégraphique, puis au poste de la Tour Eiffel, en collaboration avec M. Laüt.

[1] Séance du 17 mars 1922.

Ils ont donné les résultats suivants : avec une tension de plaque de 5 000 volts, on a pu fournir, avec une lampe, une puissance de 8 kilowatts à haute fréquence, soit 35 ampères dans l'antenne de la Tour Eiffel dont la résistance est de 6.5 ohms pour 2 600 mètres de longueur d'onde. Le rendement était de 80 pour 100 avec une excitation indépendante.

Le poste radiotéléphonique de la Tour Eiffel fonctionne depuis le 23 mai, exclusivement avec une lampe de ce genre ; une lampe de rechange est prévue. La puissance mise dans l'antenne en téléphonie est de l'ordre de 6 kilowatts.

Comme exemple de portée, on peut indiquer que le poste de Rome reçoit avec une grande intensité que le poste de Lyon entend aussi malgré l'arc de la Doua. Des lampes de plus grosse puissance sont en construction. M. Holweck signale qu'un de ces instruments peut se transformer facilement en tube à rayons mous et ceci par l'adjonction d'une fenêtre mince. On pourrait, avec 10 kilowatts, produire ainsi, 0,01 watt de rayons X de grande longueur d'onde et utiliser ceux-ci pour faire, par exemple, des réactions chimiques.

Les lois du noircissement des plaques photographiques ;

par MM. Ch. Fabry et H. Buisson.

Les lois empiriques du noircissement des plaques photographiques, établies depuis plus de trente ans par Hurter et Driffield, paraissent peu connues des physiciens français. Cette communication est destinée à en donner un rapide exposé et à faire connaître quelques faits nouveaux.

Le noircissement d'une portion de plaque photographique est caractérisée par l'absorption qu'elle exerce sur un faisceau lumineux qui la traverse ; si I_0 est l'intensité incidente et I l'intensité émergente, le noircissement peut être caractérisé par le rapport $\frac{I_0}{I}$ ou par toute fonction de ce rapport. On choisit la quantité $D = \log_1 \frac{I}{I_0}$, désignée sous le nom de *densité*. Cette définition s'applique à toute lame absorbante. En lumière monochromatique, les densités de plusieurs lames superposées s'ajoutent. La densité d'une lame homogène est proportionnelle à son épaisseur. Pour une plaque photographique, elle est proportionnelle à la masse d'argent réduit par centimètre carré.

La mesure de la densité est une opération photométrique, pour laquelle les photomètres ordinaires conviennent mal. On se sert d'appareils spéciaux, connus sous les noms d'opacimètres, de densitomètres ou de microphotomètres. Les divers types d'appareils sont rappelés, en particulier celui qui a été construit par les auteurs en 1912 et réalisé ensuite avec le concours de M. Jobin. Le principe des microphotomètres enregistreurs est aussi indiqué.

Loi du noircissement en fonction de l'intensité. — Pendant un temps constant, la plaque reçoit sur ses diverses parties des éclairements connus ; on se sert pour cela d'appareils désignés sous le nom de *sensitomètres*. Après développement, à l'éclairement E, correspond une densité D. La courbe de noircissement fera connaître la loi de variation de D en fonction de E. Hurter et Driffield tracent cette courbe en prenant en abscisses les valeurs de $\log_{10} E$ et en ordonnées les valeurs de D. Sur une partie assez longue de son tracé (région d'exposition normale) la

courbe se confond avec une ligne droite, dont l'équation peut s'écrire

$$D = \gamma \log_{10} \frac{E}{i},$$

γ et i étant deux constantes.

Le facteur γ caractérise le *contraste* de la plaque; il dépend de la durée du développement, d'où le nom de *facteur de développement*, et tend vers une limite lorsque le développement est indéfiniment prolongé. La quantité i, au contraire, dépend peu du développement; elle prend le nom d'*inertie* de la plaque.

En fonction du temps de pose, à éclairement constant, on obtient une loi analogue :

$$D = \gamma' \log_{10} \frac{t}{\theta},$$

γ' étant généralement un peu plus petit que γ. *La loi de réciprocité* d'après laquelle le noircissement ne dépend que du produit E.t n'est qu'une approximation assez grossière.

Influence de la longueur d'onde de la lumière agissante. — La courbe de noircissement est-elle la même quelle que soit la lumière agissante? Cette question a donné lieu à de nombreuses recherches; certains observateurs ont répondu par la négative, d'autres ont trouvé une légère différence entre les courbes obtenues au moyen de radiations différentes.

En réalité, l'influence est *énorme* et les résultats incertains que l'on a trouvés proviennent de ce que les études, faites au moyen d'appareils en verre, n'ont pas été poussées assez loin dans l'ultra-violet. Dans leurs recherches, commencées en 1912, sur la photométrie photographique dans l'ultra-violet, les auteurs ont eu l'occasion de tracer de nombreuses courbes de noircissement dans toute l'étendue du spectre visible et ultra-violet. Pour une même plaque et un même développement, les courbes sont très loin d'être identiques. Si l'on examine particulièrement la partie rectiligne des courbes, on trouve que les valeurs de γ diminuent beaucoup lorsque l'on avance dans l'ultra-violet. Voici quelques nombres :

Longueur d'onde λ en angstroems.	γ
4 358	2,90
4 046	2,90
3 660	2,10
3 341	1,40
3 130	1,10
2 967	1,00
2 536	0,95

On voit que la valeur de γ tombe au-dessous de la moitié de sa valeur quand on passe des radiations visibles à la région 2500 Å. Toutes les plaques essayées (rapides ou lentes de diverses marques) ont donné des résultats analogues.

Cette différence dans l'action des diverses radiations peut s'expliquer par un effet d'absorption de la lumière dans l'épaisseur de la plaque neuve. Un calcul assez simple conduit au résultat suivant :

Soit m la densité de la plaque neuve pour la radiation agissante;

m', la densité de la plaque complètement impressionnée et développée pour la radiation visible qui sert à faire la mesure de densité. On a

$$\gamma = \frac{m'}{m}.$$

A mesure que l'on avance dans l'ultra-violet, la plaque neuve devient plus absorbante et γ diminue.

Ce résultat n'est pas sans importance dans les questions de photométrie photographique. Il est impossible de définir des rapports d'intensité photographique pour des radiations très différentes, les unes visibles et les autres ultra-violettes. Toutefois, la grande variation de γ ne se produit qu'un peu au-dessous de $\lambda = 4000$ Å ; c'est pour cela qu'elle a échappé aux observateurs travaillant avec des appareils d'optique en verre et qu'elle gêne peu les astronomes dans leurs mesures de photométrie photographique.

Nouveaux électromètres à grande sensibilité;

Par M. B. Szilard.

L'auteur a réalisé une série d'électromètres à grande sensibilité, transportables et permettant la lecture à aiguille rigide sur échelle fixe.

M. Szilard rappelle qu'actuellement l'instrument le plus sensible ayant encore une aiguille rigide sur échelle fixe est le microampèremètre (10^{-6} ampère) alors que les électromètres qu'il présente mesurent dans les mêmes conditions 10^{-12} à 10^{-13} ampère. La lacune à franchir était donc considérable.

Le point de départ de l'étude était l'électromètre Kelvin dont les organes étaient perfectionnés un par un en leur forme et fonction.

1. Dans un premier modèle, la forme en 8 de l'aiguille est remplacée par un unique secteur de cercle se terminant en une longue pointe qui sert d'aiguille de lecture. Cet équipage mobile est électriquement relié à la cage, ce qui permet de placer dans son voisinage direct une échelle sans risquer des effets d'attraction. Le couple antagoniste est fourni par un spirale plat, qui sert aussi comme suspension. Le voltmètre (apériodique) construit sur ces principes a une capacité de 8 U.E.S. Déviation complète : 350 volts, ou 1 volt = 0,5 mm.

2. Cet instrument, à part les usages ordinaires (mesure de tension, de capacité, d'isolement, constante diélectrique, de l'électricité atmosphérique, etc...) permet une application curieuse : la mesure à distance, *sans fil de connexion*, de tensions élevées ou d'une électrisation quelconque produit (par le frottement d'un isolant par exemple) loin de l'appareil.

Dans cet effet, un disque garni d'une substance riche en rayons β ou γ (mésothorium ou radium, en équilibre) est placé sur un support isolant et relié au quadrant de l'électromètre. Dans ces conditions, un champ électrique situé dans le voisinage de ce « récepteur » se traduit par une déviation de l'électromètre. En effet, grâce aux radiations pénétrantes (qui ionisent l'air à une grande distance) un transport de charge se produit et le corps électrisé se décharge dans la direction du disque qui à son tour communique la charge à l'électromètre. Des formules simples permettent de déduire le potentiel du corps électrisé placé à distance. A 1 mètre de distance, on mesure encore aisément un potentiel de mille volts, de même que l'électrisation produite par un lambeau d'étoffe de soie frottée, expérience que l'auteur reproduit en séance.

3. Un autre électromètre était réalisé, ayant une capacité de 1 U.E.S. destiné surtout à la mesure de courants d'ionisation (radium, rayons X, courant photoélectrique, etc). Ici l'aiguille est encore plus réduite, son secteur est complètement évidé; l'axe pivote sur des rubis. Le couple antagoniste est fourni par un spiral cylindrique qui suspend l'aiguille. Le poids total de l'équipage mobile, solidement monté ne dépasse pas 15 mg. Le quadrant, unique organe porteur de charge, est complètement évidé; son support descend directement dans une chambre d'ionisation où les substances à étudier peuvent être placées. Un courant de 10^{-12} ampère (un disque de 30 cm^2 garni de U^3O^8) provoque un mouvement d'aiguille de 1 division par seconde. L'instrument, très robuste, très réduit (diamètre : 10 cm; hauteur 10 cm) peut être accouplé à des condensateurs à gaz ou d'autres instruments.

4. Un autre modèle bien plus sensible était réalisé avec un index rigide, long de 70 mm, suspendu par un fil de bronze tendu. Dans ces conditions, on peut profiter de tous les avantages qu'offre une aiguille rigide, filiforme, sans frottement et exempte de charge électrique. A part la longue échelle gravée (70 mm) on peut disposer un microscope à micromètre monté sur l'axe même de l'aiguille et pouvant suivre celle-ci tout le long de sa course.

Un dispositif spécial a été étudié pour fournir la charge au quadrant. Il consiste en un tube d'ébonite dans lequel coulisse une petite brosse circulaire en crin. Ce glissement engendre de l'électricité qui est communiquée par la même manœuvre au cadran. Une petite tige demi-isolante permet de décharger ensuite lentement le système et de ramener ainsi l'aiguille à une division voulue. Dans le micromètre, un mouvement de 1 division par seconde correspond à 10^{-3} U.E.S., facile à réaliser au moyen de 0,01 g d'U^3O^8 placé dans cet instrument aisément transportable.

5. La position réciproque du quadrant et de l'aiguille exerce une grande influence sur la sensibilité de l'électromètre. Si le secteur fixe est excentré par rapport au secteur mobile de l'aiguille, l'angle de déviation de cette dernière ne sera plus une simple fonction de la charge du secteur. Pendant que la force antagoniste restera proportionnelle à l'angle, l'attraction électrostatique correspondant à chaque élément d'angle variera selon la position réciproque des deux systèmes. Pour des positions convenables, une faible variation de potentiel pourra occasionner de grands déplacements angulaires. Pour tirer profit de cette propriété, l'auteur a construit un électromètre où cette position réciproque peut être variée, ce qui permet d'obtenir avec cet instrument transportable un déplacement d'aiguille de 1 division par seconde pour un courant de 10^{-4}U.E.S. de l'ordre de 10^{-14} ampère, courant que provoque 0,001 g. d'U^3O^8.

Cet appareil permet de doser, *par les rayons pénétrants*, des solutions de radium scellées dans des ampoules et ne contenant qu'un microgramme de radium. On peut également doser directement des minerais radifères par les rayons pénétrants; quelques centaines de grammes suffisent et l'on évite la mise en solution du produit, opération longue que nécessite la méthode par émanation. Les courants ainsi mesurés sont encore de l'ordre de 20 fois supérieurs à la fuite spontanée.

6. Un appareil bâti dans le corps même de l'instrument ci-dessus permet d'effectuer une trentaine de mesures et de travailler rigoureusement sous le même potentiel, sans que l'on soit obligé d'amener une nouvelle charge électrique. Ce « compensateur » est un condensateur à capacité variable dont l'une des armatures est reliée au quadrant; le mouvement micrométrique de l'autre armature permet de compenser à chaque instant la chute de potentiel. Grâce à ce dispositif, en trois minutes on peut réaliser trois mesures : celle du corps étalon; de la fuite spontanée et de la substance étudiée. On peut doser ainsi avec certitude même des produits très faibles.

M. WERTENSTEIN, professeur à l'Université de Varsovie, étant de passage à Paris et présent à la séance demande à communiquer les résultats de ses récents travaux. La séance étant la dernière de l'année, M. le Président est heureux de lui donner la parole.

Sur l'évaporation du carbone ;

par MM. H. JEDRZEJEWSKI et L. WERTENSTEIN.

Les auteurs ont étudié l'évaporation du carbone dans le vide. Les filaments droits des lampes Pintsch et A. C. G. utilisés dans cette méthode avaient une longueur de 7 cm environ ; ils étaient fixés par sertissage à des fils de platine soudés dans le verre des ampoules. Le vide produit dans les ampoules par une pompe à diffusion était mesuré à l'aide d'une jauge à fil chaud. La température du filament était déduite de la valeur de la puissance électrique développée, en admettant conformément aux mesures de Lummer que l'émission I du carbone est donnée par la relation

$$I = 0{,}725 . 10^{-12} . T^4 . \frac{\mathrm{gr}^4 . \mathrm{cal}}{\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec}} .$$

On déterminait la perte de masse des filaments d'une part, par la pesée et d'autre part, par la mesure au microscope du diamètre des filaments.

La vitesse d'évaporation m est liée d'après Langmuir à la pression saturante p par la formule

$$m = \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} . p \ (M \text{ masse moléculaire}).$$

En tenant compte de la relation classique entre la pression saturante p et la température absolue T :

$$\log_e p = C - \frac{0,218\,\lambda_0}{T} - 0{,}75 \log_e T$$

(λ_o chaleur de sublimation à la température du zéro absolu).

On trouve :

$$\log_e m = C' - \frac{0,218\,\lambda_0}{T} - 1{,}25 \log_e T.$$

En portant sur une courbe $\log_e m + 1{,}25 \log_e T$ en fonction de $\frac{1}{T}$ on obtient conformément à la théorie une droite dont on tire pour la chaleur de sublimation λ_o, 216 000 calories et pour la température d'ébullition du carbone : 5 100° absolus.

En calculant théoriquement la constante C' par l'application du théorème de Nernst, on trouve que pour une température d'ébullition de 5 100° absolus la chaleur devrait être égale à 174 000 calories, nombre qui est inférieur de 19 pour 100 au nombre expérimental.

SECTION DE NANCY

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 7 JUIN 1923

Etude électrochimique de la fluorescence;
par M. A. Grumbach.

Après avoir exposé l'état actuel de la photoluminescence, M. Grumbach insiste sur l'intérêt que présente toute méthode expérimentale distincte du phénomène optique lui-même, permettant de suivre les transformations produites par l'action de la lumière et de l'oxygène dans les liquides fluorescents, ou, plus généralement, dans les liquides colorés.

Il rappelle une expérience qu'il a faite, en 1912, pour rechercher de faibles quantités de matière par voie électrométrique; le platine s'y comportait comme un adsorbant. On peut donc penser à utiliser une électrode de ce métal comme collecteur de photoproduit dans une solution fluorescente éclairée. Dans une première expérience, deux vases communiquant par un siphon contenaient la même solution alcaline d'uranine ; chacun d'eux était muni d'une électrode de platine. Quand on éclaire un des vases, l'électrode qui y est plongée devient négative par rapport à l'autre, les signes s'inversant lentement quand on éclaire alternativement les deux cuves.

En second lieu, tout l'appareil étant maintenu dans l'obscurité, l'addition dans un des vases, de quelques gouttes d'un échantillon de la même solution exposé quelques minutes au rayonnement, produit une force électromotrice de même signe qui croît en valeur absolue avec le temps.

Des électrodes en amalgame de sodium ont fourni des résultats analogues, mais la force électromotrice est bien plus faible.

On élimine du rayonnement de l'arc à mercure l'ultraviolet extrême et l'infrarouge ; l'électromètre capillaire est employé comme instrument de zéro.

Le phénomène prend un aspect plus compliqué lorsqu'on éclaire l'électrode elle-même ; en effet, si la solution est concentrée, le système constitue un actinomètre d'Ed. Becquerel (Goldmann) ; cet effet disparaît, d'ailleurs, à partir d'une dilution suffisante. Il en résulte une superposition de deux forces électromotrices de signe contraire.

On interprète ainsi la forme des courbes obtenues en portant les temps en abscisses et les forces électromotrices en ordonnées ; si l'électrode est éclairée, elles présentent un maximum positif suivi d'un changement de signe qui se réduit, en solution alcaline, à un point d'inflexion de la courbe située au dessous de l'axe des temps, au voisinage de l'origine. Ce phénomène disparaît dans les expériences où les deux électrodes sont maintenues dans l'obscurité.

M. Grumbach décrit les appareils employés et donne quelques exemples d'expériences faites sur des solutions progressivement diluées,

Au contraire de la force électromotrice due à l'effet Becquerel, la force électromotrice d'adsorption ne diminue pas rapidement dans l'obscurité ; sa décroissance souvent très lente est probablement déterminée par la diffusion des photoproduits, car la quantité adsorbée est fonction de la concentration du même corps dans la masse du liquide avoisinant l'électrode.

Les expériences faites en lumière monochromatique s'interprètent de la même façon. Il importe toutefois de remarquer que cet éclairage n'est jamais rigoureusement réalisé par une radiation qui excite la fluorescence dont le spectre est toujours constitué par de larges bandes.

Il sera nécessaire de tenir compte des phénomènes d'ionisation pour interpréter la forme des courbes dans la région éloignée de l'origine.

L'existence de ces forces électromotrices explique les variations apparentes de conductibilité électrique observées dans les solutions fluorescentes éclairées.

Sur la désaimantation du fer par les oscillations électromagnétiques.

par M. S. K. Mitra.

La désaimantation d'un fil de fer disposé suivant l'axe d'une bobine parcourue par des courants alternatifs est connue depuis longtemps. Dès les débuts de la radiotélégraphie, ce phénomène a été utilisé pour détecter les oscillations de haute fréquence et a été étudié par Marconi, E. Wilson, Eccles, Tissot et avec détails par Maurain. Ils ont trouvé que la surface du cycle d'hystérésis pour des variations très lentes est diminuée si l'on superpose au champ un champ alternatif de haute fréquence. Tous ces auteurs ont employé dans leurs études des ondes très amorties, produites par des étincelles dont les longueurs d'onde sont mal définies. Nous avons étudié les mêmes phénomènes dans des limites de fréquence aussi étendues que possible en utilisant des oscillations entretenues par des lampes à trois électrodes. Le fil de fer, d'abord désaimanté et ensuite aimanté jusqu'à saturation, est placé dans le champ à haute fréquence d'une bobine La diminution de l'intensité d'aimantation $I_1 - I_2$ est mesurée au magnétomètre. Voici quelques résultats relatifs à un fil de fer recuit de 20 cm de longueur et de 1 mm de diamètre.

Fréquence en p : s.	0	50	200	640	2 000	4 000	13 000	43 000	166 000	5 000 000
$I_1 - I_2$..........	516	514	485	438	385	290	175	122	64.6	32,8

On constate une désaimantation d'autant plus grande que la fréquence est plus basse. La désaimantation varie peu avec la fréquence pour les basses fréquences. Elle décroît rapidement quand la fréquence augmente et elle devient très petite pour les fréquences très élevées. Pour un fil de fer plus dur, la désaimantation est une plus petite fraction de l'aimantation résiduelle.

Nous avons aussi étudié le changement d'hystérésis relatif à des variations lentes de champ magnétisant lorsqu'on superpose à ce champ un champ à haute fréquence non amortie. Ces expériences ont montré des modifications analogues à celles qui avaient été observées dans le cas des oscillations amorties.

LISTE DES OUVRAGES ET PÉRIODIQUES OFFERTS A LA BIBLIOTHÈQUE DE LA SOCIÉTÉ

par M. Guébhard.

Marbach. — *Lexikon der Physik*, 6 volumes reliés.

G. Fischer. — *Physikalische Wörterbuch*, 5 volumes reliés.

Wiedemann. — *Beiblätter zu den Annalen der Physik* (de l'origine 1877 à 1888, sauf 1887).

Wiedemann. — *Galvanismus*, 2 volumes brochés.

Poggendorff. — *Geschichte der Physik*, 3 volumes.

Dammer. — *Lexikon der Chimie*, 3 volumes.

Lardner. — *Natural Philosophy*.

Wiedemann. — *Lehre von der Elektricität* (1885).

Weinhold. — *Physikalische Demonstrationen* (1880), 3 volumes brochés.

Serpieri. — *Il potenziale ellettrico* (1882).

Callaud. — *Traité des paratonnerres.*
Blaauw. — *Die Perzeption des Lichtes.*
Bakewell. — *A Manual of Electricity* (1859).

OUVRAGES REÇUS

3359. — H. Ollivier. — *Cours de Physique générale.* T. III (2e édition). (Librairie J. Hermann, 6, rue de la Sorbonne, Paris).

3360. — E. Borel et R. Deltheil. — *Probabilités. Erreurs.* (Collection A. Colin, 103, boulevard Saint-Michel, Paris Ve).

3361. — G. Fournier. — *La Relativité vraie et la Gravitation universelle.* (Librairie Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris VIe).

Br. 199. — H. Weiss. — *Introduction à l'étude de la Cémentation métallique.* (Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris.)

Journal de Physique et le Radium, t. IV, n° 5 (mai 1923).

Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 176, nos 24 (11 juin 1923); 25 (18 juin 1923); 26 (25 juin 1923).

Revue générale de l'Electricité, t. XIII, nos 24 (16 juin 1923); 25 (23 juin 1923); 26 (30 juin).

Revue scientifique, n° 12 (23 juin 1923).

Revue générale des Sciences, n° 11 (15 juin 1923).

Bulletin de l'Union des Physiciens. Nos 164-165 (juin-juillet 1923).

Revue d'Optique, n° 5 (mai 1923).

Recherches et Inventions, nos 60 (2 juin 1923); 61 (9 juin); 62 (16 juin); 63 (23 juin).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès-verbal de la séance du 8 juin 1923 (n° 12).

Archives d'Electricité médicale et de Physiothérapie. N° 488 (mai 1923).

Association de Documentation scientifique, industrielle et commerciale. Bulletin. N° 107 (fév.-mars 1923).

L'Université de Paris. N° 253 (juin 1923).

Nature, nos 2798 (16 june); 2799 (23 june); 2800 (30 june); 2801 (7 july).

Science Abstracts. Sect. A. Physics. Vol. 26. N° 306 (25 june 1923).

The Physical Society of London. Proceedings. Vol. 35. Part. 4 (15 june 1923.)

Proceedings of the Royal Society. Vol. 103. N° A, 722 (1 june 1923).

The Journal of the Institution of Electrical Engineers. Vol. 61. N° 319 (june 1923).

Memoirs and Proceedings of the Manchester Literary and Philosophical Society. Vol. 66 (1921-22); vol. 67. Part. I (10 june 1923).

Journal of the American Institute of Electrical Engineers. Vol. XLII. N° 6 (june 1923).

Journal of the Franklin Institute. Vol. 195. N° 6 (june 1923).

The American Journal of Science. Vol. V. Nos 28 (April 1923); 29 (may); 30 (jnne).

The John Crerar Library. — Annual Report (1922).

The Physical Review. Vol. 21. N° 5 (may 1923).

Proceedings of the National Academy of Sciences of the U. S. A. Vol. 9. N° 6 (june 1923).

Popular Astronomy. Vol. XXXI. N° 6 (june-july 1923).

Société belge des Electriciens, bulletin mensuel, t. XXXVII (juin 1923).

Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut Electrotechnique Montefiore. Bulletin mensuel. T. I. 7e série, 1923.

Annales de l'Observatoire royal de Belgique. 3e série. T. I, fasc. II.

Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Proceedings. Vol. XXVI, Nos 3 and 4.

Helvetica Chimica Acta. Vol. VI, fasc. 4.

Anales de la Sociedad española de Fisica y Quimica. Nos 202, 203 (abril-mayo 1923).

Bulletin pluviométrique de l'Observatoire central de l'Indo-Chine. Années 1920 et 1921.

Memoirs of the College of Science, Kyoto Imperial University. Vol. VI. Nos 3 et 4 (march 1923).

Proceedings of the physico mathematical Society of Japan. Vol. 5. N° 5 (may 1923).

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 191. Novembre 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881
44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 16 NOVEMBRE 1923
à 20 heures 30 très précises.
AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

I. — Un nouveau phénomène optique : Changement de longueur d'onde par diffusion. Exposé des résultats récents de M. Compton ; par M. M. de Broglie.

II. — Sur la limitation du spectre solaire ultra-violet (Appareil et projections) ; par MM. P. Lambert, G. Déjardin et D. Chalonge.

III. — Sur l'influence du milieu sur les phénomènes qui s'y accomplissent ; par M. M. Gandillot.

SECTION DE STRASBOURG

RÉUNION DU VENDREDI 16 NOVEMBRE 1923.
à 20 heures 30 à l'Institut de Physique.

ORDRE DU JOUR :

I. — Communication, par M. Victor Henri.

II. — Hystérésigraphe. — Application à l'étude de la viscosité magnétique : cycles lents, cycles instantanés (Expériences et projections) ; par M. Ch. Lapp.

SECTION DE NANCY

RÉUNION DU JEUDI 22 NOVEMBRE 1923
à 20 heures 30 à l'Institut de Physique

ORDRE DU JOUR :

Décharges de haute fréquence dans les gaz raréfiés ; par M. C. Gutton.

Erratum. — Bulletin n° 190, page 258 S, 14e ligne à partir du bas : Lire solution diluée au lieu de solution alcaline.

OUVRAGES REÇUS

Le Journal de Physique et le Radium, t. IV, série VI. Nos 6 (juin 1923); 7 (juillet 1923); 8 (août 1923).

Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 177. Nos 1 (2 juillet 1923) à 16 (15 octobre 1923).

Revue scientifique. Nos 13 (14 juillet 1923) à 20 (27 octobre).

Revue générale des Sciences. N° 12 (30 juin 1923) à 17-18 (15-30 septembre).

Revue générale de l'Electricité, t. XIV. Nos 1 (2 juillet 1923) à 16 (20 octobre).

L'Astronomie (juillet à octobre 1923).

Bulletin de la Société française des Electriciens, t. III, (4e série). Nos 23 (mars 1923); 27 (juillet 1923).

Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale. Nos 5 (mai 1923); 6 (juin 1923).

Revue d'Optique. Nos 6 (juin 1923); 9 (septembre 1923).

Société des Ingénieurs civils de France. — Procès-verbal de la séance du 22 juin 1923 (n° 13); du 5 octobre (n° 14).

Société des Ingénieurs civils de France. Mémoires et compte rendu des travaux. Nos 1-2-3 (janvier-mars 1923) à 6 (juin 1923).

Bulletin de l'Union des Physiciens. N° 166 (octobre 1923).

Mémorial des Poudres. T. 29 (2e fasc.).

Archives d'Electricité médicale et de Physiothérapie. N° 490 (juillet 1923) à 492 (septembre).

Association de Documentation scientifique, industrielle et commerciale. Bulletin. N° 108 (avril-juin 1923).

Bulletin scientifique des Etudiants de Paris. Nos 10 (mars-avril 1923); 11 (mai 1923).

L'Université de Paris. Nos 254 (juillet 1923) à 256 (septembre).

Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse. T. LXXXIX. Nos 5 (mai 1923) à 6 (juin-juillet-août 1923).

Recherches et Inventions. Nos 64 (30 juin 1923) à 76 (22 septembre 1923). Nouvelle série : n° 1 (15 octobre 1923.)

Publications de l'Institut polytechnique de l'Université de Grenoble. N° 107 (mai-juin 1923).

Proceedings of the Royal Society. Vol. 103. Nos A, 723. Vol. 104. Nos A, 724 à A. 726.

The Physical Society of London. Proceedings. Vol. 35. Part. 5 (15 aug. 1923).

Nature. Nos 2802 (14 july) à 2816 (20 october).

The National physical Laboratory. Report for the year 1922.

The Illuminating Engineer. Vol. XVI. N° 2 (february 1923); 3 (march 1923).

Science Abstracts. Sect. A. Physics. Nos 307 (25 july 1923) à 309 (25 september).

The Proceedings and Transactions of the Nova Scotian Institute of Science. Halifax. Vol. XV, part. 2 (1919-1920).

Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. Vol. XLIII, P. II, Pp. 129-224.

The Journal of the Institution of Electrical Engineers. Vol. 61. Nos 320 (july) à 322 (september).

Physical Review. Vol. 21. N° 6 (june 1923). Vol. 22. Nos 1 (july); 2 (august).

Journal of the Franklin Institute. Vol. 196. Nos 1 (july 1923); 2 (august 1923); 3 (september); 4 (october).

The Journal of Physical Chemistry. Vol. XXVII. Nos 6 (june 1923); 7 (october).

Proceedings of the National Academy of Sciences of the U. S. A. Vol. 9. Nos 7 (july 1923) à 10 (october).

Popular Astronomy. Vol. XXXI. Nos 7-8.

The American Journal of Science. Vol. VI. Nos 31 (july 1923) à 34 (october).

Contributions from the Mount Wilson Observatory. Nos 255 à 259.

Journal of the American Institute of Electrical Engineers. Vol. XLII. Nos 7 (july 1923) à 10 (october).

Revue trimestrielle canadienne. N° 34 (juin 1923); n° 35 (septembre 1923).

Société belge des Electriciens, bulletin mensuel (juillet 1923 à septembre 1923).

Bulletin mensuel de l'Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut électrotechnique Montefiore. T. I. 7e série. Nos 4 (avril 1923) à 6 (juin 1923).

Revue des questions scientifiques de la Société scientifique de Bruxelles. T. IV (20 juillet 1923).

Archives des Sciences physiques et naturelles. 5e période. Vol. 5 (mai-juin); (juillet-août).

Journal de Chimie Physique. T. 20. N° 3 (1er octobre 1923).

Helvetica Chimica Acta. Vol. VI, fasc. 5.

Atti della Reale Academia Nazionale dei Lincei. Année 1922, 2e semestre Nos 1-2, 3-4, 7-8, 9, 10, 11, 12. Année 1923, 1er semestre. Nos 1, 2, 9, 10, 11, 12.

Nova Acta Regiæ Societatis Scientiarum upsaliensis. Série 4. Vol. V, fasc. 11.

Anales de la Sociedad española de Fisica y Quimica. Año XXI. Nos 204 (junio); 205 (julio 1923).

Memorias y Revista de la Sociedad cientifica « Antonio Alzate ». T. 41, n° 4; t. 42, nos 1-2.

The New Zealand Journal of Science and Technology, Vol. VI, n° 1 (mai 1923).

Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Vol. XXVI. Nos 5 and 6.

The Tôhoku Mathematical Journal. Vol. 22. Nos 3, 4 (may 1923).

The Science Reports of the Tôhoku imperial University. Vol. XII. N° 2.

Memoirs of the College of Science, Kyoto Imperial University. Vol. VI. N° 5 (march 1923); 6 (march 1923).

Proceedings of the physico mathematical Society of Japan. Vol. 5. N° 6 (june 1923).

Japanese Journal of Physics. Transactions and Abstracts. Vol. I. Nos 1 à 10.

Observatoire de Zi-ka-Weï. Bulletin des Observations. T. XLIV. Année 1918.

Boletin mensual del Observatorio del Ebro. Vol. XIII. Nos 10-11-12. Vol. XIV. Nos 1-2-3.

AVIS

L'exercice financier 1923-1924 (Année 1924) a commencé le 1er novembre.

Le Bureau de la Société croit devoir appeler l'attention des Sociétaires sur les Articles suivants du Règlement intérieur :

Art. XXIII. — Le minimum des cotisations des diverses catégories de Membres est fixé par l'article III des Statuts.

La cotisation annelle est de :

50 francs pour les Membres non résidants.

60 francs pour les Membres résidants.

65 francs pour les Membres étrangers.

75 francs pour les Collectivités, Universités, Bibliothèques, etc., françaises.

80 francs pour les Collectivités, Universités, Bibliothèques, etc., étrangères.

Tous les Membres paient un droit d'entrée de 10 francs.

Le nombre des Membres de ces catégories est illimité.

La qualité de Membre à vie s'obtient moyennant le payement d'une somme égale à dix fois le montant des cotisations fixé au paragraphe précédent. Ce payement peut se faire en quatre annuités égales consécutives. Dans le cas où les personnes ayant commencé à effectuer ces versements cesseraient de faire partie de la Société avant d'être libérées complètement, les versements effectués demeureraient acquis à la Société.

Les Collectivités, Universités, Bibliothèques, etc., ne peuvent être Membres à vie.

Art. XXIV. — La cotisation de l'année doit être payée avant le 1er mai.

En cas de non payement d'une cotisation échue et réclamée, l'envoi des publications est supprimé.

Tout Membre en retard de deux années pour le payement de sa cotisation sera, après un dernier avertissement resté sans réponse, rayé des listes de la Société.

Toute démission donnée ne sera valable qu'après acquittement des cotisations dues : sinon la radiation sera prononcée.

Pour éviter à la Société des frais onéreux et des difficultés pour le recouvrement, le montant des cotisations doit être adressé au Trésorier :

M. A. JOBIN, 31, rue Humboldt, Paris, XIVe,

soit directement, soit par l'intermédiaire de

M. J. HULOT, 8, rue Daguerre, Paris, XIVe

agent général de la Société, adjoint au Trésorier.

Le payement peut être fait en espèces, par chèque barré, mandat-carte ou chèque postal (Compte N° 227-92, Paris).

Le payement par chèque postal, dont les frais sont minimes, est à recommander.

Les demandes d'envoi d'ouvrages et publications sont faites à **M. J. Hulot**; le montant doit lui être adressé directement.

Prière de vouloir bien joindre un timbre pour réponse à toute demande de renseignements.

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE

BULLETIN N° 192. **16 Novembre 1923.**

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881
44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 7 DÉCEMBRE 1923
à 20 heures 45 très précises.
DANS L'AMPHITHÉATRE DE PHYSIQUE DE LA SORBONNE
(Entrée : 1, rue Victor-Cousin)

ORDRE DU JOUR :

I. — Fluorescence dt Radiochimie (expériences) ;
par M. Jean Perrin.

II. — Etude expérimentale de la diffusion de la lumière par les gaz ;
par M. J. Cabannes.

SÉANCE DU 16 NOVEMBRE 1923

Présidence de M. Emile PICARD.

Le procès verbal de la séance du 6 juillet est adopté.

M. le Président fait part à la Société de la mort de MM. Violle, Maurice Leblanc, et de Gramont dans les termes suivants :

Depuis notre dernière réunion, la Société de Physique a fait trois pertes cruelles en les personnes de MM. Violle, Maurice Leblanc et de Gramont.

M. Violle était un des plus anciens membres de la Société, qu'il a présidée durant la guerre pendant plusieurs années. Ses premiers travaux avaient porté sur l'équivalent mécanique de la calorie, qu'il obtenait en mesurant l'échauffement d'un disque tournant d'un mouvement uniforme entre les pôles d'un fort électro-aimant. Il consacra ensuite de longs et fructueux efforts à l'étude de la radiation solaire, avec un actinomètre de grande précision, qu'il transporta successivement au sommet du Mont-Blanc et dans le Sahara, et on lui doit la première évaluation assez approchée de la température moyenne du soleil, qu'il trouva, contrairement à ce qu'on avait cru longtemps, du même ordre de grandeur que les températures atteintes dans les laboratoires. La mesure des températures élevées occupa longtemps notre collègue, qui utilisa à cet effet les chaleurs spécifiques des métaux réfractaires ; la méthode calorimétrique utilisée pour ces métaux lui permit aussi de déterminer la température d'ébullition du carbone, qu'il évalua à 3600° sous la

pression atmosphérique. Le nom de Violle reste également attaché à la création d'un étalon absolu de lumière, qui correspond à la quantité de lumière émise en direction normale par un centimètre carré de platine fondu, à la température de la solidification.

Je dois rappeler encore les belles études de notre collègue sur la propagation du son. Des expériences faites à Grenoble, puis à Argenteuil, dans des conduites construites pour l'adduction des eaux, lui permirent d'étudier les formes complexes que prend l'onde sonore avant l'établissement d'un régime normal.

Tous ces travaux portent la marque de l'habile et ingénieux expérimentateur que fut notre regretté collègue ; ils ont gardé tout leur intérêt, quelles qu'aient pu être les transformations survenues par ailleurs dans nos idées théoriques sur tant de points de la Physique. Quant à l'homme, il était bienveillant et simple, et d'une grande modestie.

M. Maurice Leblanc fut surtout un inventeur, et on admire la hardiesse des solutions qu'il apporta dans maintes parties de la physique appliquée. Il se consacra d'abord à l'électricité. Avant lui, on n'avait que des notions vagues sur le fonctionnement des moteurs d'induction. Après avoir établi la théorie du moteur d'induction employant des courants polyphasés, il l'étendit au cas où le moteur ne recevrait qu'un courant monophasé. Maurice Leblanc toucha à toutes les questions intéressant les industries électriques. Ses machines, auxquelles on a donné le nom d'avanceurs de phases, ses circuits amortisseurs, ses transformateurs statiques et beaucoup d'autres inventions lui ont valu une grande renommée parmi les électriciens.

Ses travaux de mécanique ne sont pas moins remarquables. Dans ce domaine, presque toutes ses études ont eu pour objet de réaliser un *frigorifère* domestique, destiné à rafraîchir et à sécher l'air des habitations dans les pays chauds ; il fut ainsi amené, après l'étude d'un condenseur, à celles d'un éjecteur et d'un compresseur rotatif pour faire le vide. De grandes difficultés se présentèrent pour le compresseur ; il fallait donner aux rotors des vitesses considérables. Maurice Leblanc fut en particulier conduit à constituer les ailes des rotors avec des lanières de toile caoutchoutée, et à munir l'arbre d'équilibreurs automatiques constitués par des tores concentriques à celui-ci, dans lesquels on introduisait un peu de mercure.

Toutes les dispositions électriques et mécaniques, dues à notre collègue, témoignent d'une vive imagination et d'une extrême ingéniosité. Sa disparition sera vivement ressentie par tous ceux qui s'intéressent aux applications industrielles de la Physique.

M. Arnaud de Gramont laisse un nom considérable dans la spectroscopie où il s'était spécialisé. Les résultats qu'il a obtenus intéressent à la fois la théorie et la pratique. L'analyse chimique, qualitative ou quantitative, en a profité ; l'astronomie même en a tiré des indications utiles, relativement à la constitution physique des astres incandescents. De Gramont reconnut le premier que, si l'on condense l'étincelle en adjoignant au transformateur une batterie de bouteilles de Leyde, un corps composé, pris à l'état solide, se dissocie d'une manière complète, le spectre du métalloïde devenant aussi apparent que celui du métal. Ainsi s'est trouvée constituée une précieuse méthode d'analyse chimique. L'adjonction au condensateur d'une bobine de self, déjà proposée et utilisée par M. Schuster et par M. Hemsalech, a donné à M. de Gramont des résultats non moins remarquables ; notamment, l'emploi d'une self-induction variable lui a permis d'effectuer dans certains cas une sorte de séparation des éléments, qui peut rendre d'utiles services au cours d'une analyse chimique. Notre collègue ne s'est d'ailleurs pas borné au

seul spectre visible ; il a pu étendre ses recherches jusqu'aux limites extrêmes de l'ultra-violet non absorbable par l'air.

Les raies, que de Gramont a appelées *raies ultimes*, présentent un très grand intérêt. Elles permettent de déterminer la richesse d'un minéral en tel ou tel élément, en observant l'ordre de disparition d'un même élément, application remarquable de la spectroscopie à l'analyse quantitative des corps solides ou fondus.

La mort inattendue de de Gramont, qui continuait ses recherches avec une ardeur inlassable, est une grande perte pour la branche de la science, où il avait acquis une maîtrise reconnue de tous. Elle laisse aussi de douloureux regrets à ceux qu'il honorait de son amitié ; c'était un galant homme et un homme de bien.

J'adresse aux familles de nos collègues l'expression des condoléances de la Société de Physique.

M. le Président communique les demandes d'admission suivante.

Mlle Auberlinder (Germaine), Ingénieur à la Société de Traitement chimique, 37, rue Chef-de-Ville, à Clamart (Seine), présentée par MM. P. Langevin et A. Laborde.

Mlle Bellemin (Eugénie), stagiaire astronome à l'Observatoire de Lyon, à Saint-Genis-Laval (Rhône), présentée par MM. Gallissot et L. Dunoyer.

MM. Aron (Henri-Théophile), à l'Institut de Physique de Strasbourg, 3, rue de l'Université, à Strasbourg, présenté par MM. Pierre Weiss et E. Bauer.

Barolet (Henri-Paul), directeur d'usine, 111, rue de Paris, à Vanves (Seine), présenté par MM. A. Forestier et L. Dunoyer.

Blassel (Paul-Désiré-Jean-Baptiste), professeur agrégé de physique au Prytanée militaire de la Flèche (Sarthe), présenté par MM. Allais et Calmette.

Cau (Marcel), préparateur au laboratoire de physique de l'Ecole normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris Ve, présenté par MM. H. Abraham et Eug. Bloch.

Danjon (André-Louis), astronome à l'Observatoire de Strasbourg, 2, rue Saint-Maurice, à Strasbourg, présenté par MM. G. Foex et E. Bauer.

Givaudan (Claudius), ingénieur, 315, cours Gambetta à Lyon (Rhône) présenté par MM. L. Lumière et Thovert.

Ikeuti (Hazime), professeur de physique à l'Ecole technique supérieure de Yokohama, actuellement 2, rue Belloni, Paris XVe, présenté par MM. M. de Broglie et L. Dunoyer.

Laffitte (Paul), préparateur à la Sorbonne, 28, rue Bapst, à Asnières (Seine), présenté par MM. Ch. Fabry et H. Le Chatelier.

Lasareff (Pierre), membre de l'Académie des Sciences de Russie, Institut de Physique, 3, Miusskaja, Moscou, actuellement : chez M. Langevin, 10 bis, boulevard Port-Royal, Paris XIII, présenté par MM. P. Langevin et Fabry.

Leprêtre (Hyacinthe-Edouard), professeur agrégé de physique au Prytanée militaire de la Flèche, présenté par MM. Allais et Calmette.

Picault (Edouard), ingénieur des Télégraphes, 54, boulevard de Vaugirard, Paris XVe, présenté par MM. H. Devaux et J.-B. Pomey.

Laboratoire de Physique de la Section technique de l'Artillerie, 1, place Saint-Thomas-d'Aquin, Paris VIIe, présenté par MM. Ch. Fabry et L. Dunoyer.

Laboratoire de Physique, salle de lecture « Bosscha », à Leiden (Hollande), présenté par MM. C.-A. Crommelin et Weber.

New-York Public Library, 476, Fifth Ave. New-York, U. S. A., présentée par MM. Lecomte du Noüy et H.-M. Trueblood.

Il sera statué sur ces admissions à la séance prochaine, le 7 décembre.

M. LE SECRÉTAIRE GÉNÉRAL fait savoir que les ouvrages suivants ont été reçus pour la Bibliothèque :

JEAN BOSLER. — *L'Evolution des Etoiles* (Recueil des Conférences-Rapports sur la Physique).
Dr MARAGE. — *L'Audition et ses variations.*
CH. MAURAIN. — *Physique du Globe.*
A. BROCA. — *Leçons d'optique physiologique.*
CH. FABRY. — *Les applications des interférences lumineuses.*
CH. FABRY. — *La lumière monochromatique, sa production et son emploi en optique pratique.*
P. LANGEVIN. — *La Physique depuis vingt ans.*
H. THIRRING. — *L'idée de la Théorie de la Relativité.*
L. BARBILLION. — *La Traction électrique à courant continu.*
H. ANDOYER et A. LAMBERT. — *Cours d'Astronomie* (2e partie).
THE ROYAL OBSERVATORY GREENWICH. — *Astronomical and magnetical and meteorological Observations* (1919).
A. FORESTIER. — *L'énergie rayonnante.*

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 16 NOVEMBRE 1923

Un nouveau phénomène optique : changement de longueur d'onde par diffusion. Exposé des résultats récents de M. COMPTON

Par M. M. DE BROGLIE.

Considérons un atome conforme au schéma de Bohr et imaginons qu'il soit frappé par un rayonnement périodique de fréquence ν ayant une direction déterminée.

Nous savons que ce rayonnement est partiellement absorbé et que cette absorption est due à deux phénomènes tout à fait distincts : un phénomène de fluorescence et un phénomène de diffusion. Il y a une certaine probabilité pour que l'absorption ait lieu par l'un ou l'autre de ces mécanismes ; lorsqu'il s'agit de rayons mous et d'éléments lourds c'est l'absorption par fluorescence qui domine complètement ; au contraire, pour les éléments légers et des rayons durs l'absorption par diffusion peut jouer le rôle principal.

Dans l'absorption par fluorescence, il semble qu'il se passe à peu près ceci : le quantum $h\nu$ du rayonnement incident est absorbé par un certain électron placé sur une des couches de Bohr et lui communique une énergie cinétique $W = h\nu$. L'électron est alors expulsé de l'atome et sort avec une énergie égale à W moins le travail de sortie. C'est cet électron expulsé qui produit, dans le milieu environnant, l'ionisation des rayons X en brisant sur sa trajectoire une série de molécules dont l'ensemble est visible dans les expériences comme celles de Wilson.

L'atome qui a perdu un électron revient à son état normal en émettant ses rayons caractéristiques qui diffèrent naturellement de la radiation ν : soit ν' un de ces rayons, il est émis avec une énergie $h\nu'$ et, si étrange que cela paraisse, cette énergie paraît se propager en restant localisée à la façon d'un projectile puisqu'elle

pourra, un peu plus loin, produire dans le gaz un effet photo-électrique où l'on retrouvera le quantum entier $h\nu'$.

Le phénomène de la diffusion a été envisagé tout différemment ; il se produit aussi quand la lumière incidente rencontre la matière, c'est-à-dire frappe un électron ; mais on avait généralement admis que cet électron, soumis au champ électrique vibratoire de l'onde, se mettait à vibrer avec la même période, devenait lui-même un centre de rayonnement et ne faisait, comme le mot l'indique, que diffuser le rayonnement dirigé qu'il avait reçu.

Il est en particulier important de noter que c'est précisément sur un mécanisme de ce genre qu'est basée la théorie de Bragg pour expliquer la diffraction des rayons X par les cristaux.

1° *Côté expérimental.* — A. H. Compton a montré (*Phys. Rev.* mai 1923) qu'en examinant spectroscopiquement les rayons K du molybdène, diffusés par un radiateur de graphite, sous un angle voisin de 90° les longueurs d'onde étaient modifiées dans le sens d'une augmentation et que par exemple la ligne α passait de la longueur d'onde 0,708 Å à 0,730 Å mettant en évidence une augmentation de 0,022 Å soit près de 3 % de la longueur d'onde initiale.

Cette expérience, qui succédait à d'autres moins précises (*Bull. Nat. Research* n° 20, p. 17, 1922) a été reprise par M. Ross (*Proc. Nat. Ac.* juillet, 1923, p. 246) qui a employé la méthode photographique tandis que Compton employait la méthode électrométrique. Ross se servait d'un tube Coolidge à anticathode de molybdène refroidi par l'eau, fonctionnant sous 42 000 volts et 25 milliampères ; il employait un cristal fixe de calcite ; on posait d'abord cinq minutes avec les lignes α_1 et α_2 directement, puis 100 heures en employant comme source les mêmes radiations diffusées par un bloc de paraffine, l'angle de diffusion étant 90°, le résultat est que la radiation diffusée par la paraffine comprend :

1° Les lignes primitives non déplacées ; et 2° ces mêmes lignes avec une intensité plus forte déplacées d'environ 0,025 Å.

Les lignes, malgré la finesse de la fente, sont très élargies dans le cliché de diffusion.

2° *Théorie.* — Considérons un électron et supposons-le d'abord isolé ou faiblement lié, il reçoit une radiation de fréquence ν.

D'après la théorie classique, il doit entrer en vibration forcée avec une période exactement égale à ν et diffuser tout autour des radiations de cette période (qui se comporteront comme polarisées si on les regarde à 90°) : la théorie classique ne rend pas compte de l'expérience.

Compton suppose au contraire que le rayonnement dépense toute son énergie et sa quantité de mouvement sur l'électron envisagé et écrit qu'il y a conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement entre le rayonnement incident le rayonnement diffusé et l'électron qui éprouve une sorte de recul.

Il est ainsi conduit pour le changement de longueur d'onde résultant de la diffusion sous un angle θ à l'expression

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{mc}\sin^2\frac{\theta}{2} = 0{,}0484\sin^2\frac{\theta}{2} \qquad \text{en unités Å,}$$

ce qui est en bon accord avec l'expérience.

M. Debye était arrivé, de son côté, à des résultats analogues.

Ross a cherché à mettre en évidence un changement de longueur d'onde par diffusion dans le cas de la lumière visible, en observant la structure de la raie verte du mercure, (5461 Å) à l'aide d'un interféromètre puissant ; mais aucune différence

n'a pu être observée entre le faisceau direct et le faisceau diffusé par un morceau de paraffine sous l'angle de 180° bien que la variation théorique eût été facile, dans ces conditions, à mettre en évidence.

MM. Janncey et Wolfers ont insisté sur les conséquences que le phénomène de Compton entraînerait vis à vis du calcul des longueurs d'onde par la diffraction cristalline; il en résulterait notamment de petites différences entre les valeurs obtenues au moyen des spectres de différents ordres : mais les résultats expérimentaux semblent indiquer que la théorie de Bragg ne cesse pas d'être applicable.

Il serait prématuré d'insister davantage sur les faits et les idées qui viennent d'être exposés, mais ils ouvrent certainement des voies très nouvelles et méritent une sérieuse attention.

Sur la limitation du spectre solaire ultra-violet ;

par MM. P. Lambert, G. Déjardin et D. Chalonge.

Les récentes expériences de MM. Fabry et Buisson ont montré que, dans la région comprise entre 3 900 Å et 2 900 Å, le rayonnement du soleil est très voisin de celui du corps noir à la température de 6 000° absolus. Si, comme cela est probable, le spectre solaire conserve le même caractère dans l'ultra-violet lointain, l'énergie rayonnée sous forme de longueur d'onde inférieure à 3 000 Å réprésente le $\frac{1}{24}$ de l'énergie totale. Or, le rayonnement solaire cesse d'être observable à partir de 2 900 Å environ. Nous devons attribuer à l'atmosphère terrestre la disparition des radiations de longueur d'onde inférieure à cette limite.

MM. Fabry et Buisson ont établi que la limitation du spectre solaire ultra-violet, au voisinage de 2 900 Å, est due à la présence de l'ozone dans la haute atmosphère. Cette quantité d'ozone équivaut, d'après leurs mesures, à une couche d'ozone pur d'une épaisseur moyenne de 3 mm, dans les conditions normales. Nous avons vérifié expérimentalement, après MM. Duclaux et Jeantet, que cette couche est suffisante pour expliquer la disparition du spectre solaire entre 2 900 Å et 2 100 Å, mais qu'elle n'explique pas l'absence de radiations au voisinage de cette dernière limite.

MM. Duclaux et Jeantet ont étudié récemment le spectre d'absorption du gaz ammoniac dilué dans l'air. Ils ont montré que la quantité de gaz ammoniac contenue normalement dans l'atmosphère suffit pour intercepter les radiations de longueur d'onde inférieure à 2 020 Å. Si la présence dans l'atmosphère de l'ozone et du gaz ammoniac était l'unique cause de la limitation du spectre solaire ultra-violet, ce spectre devait donc réapparaître dans une bande étroite voisine de 2 100 Å. La possibilité d'un tel intervalle de transparence atmosphérique a été nettement indiquée par Meyer, par Lyman et par Duclaux et Jeantet. On peut espérer, en outre, observer à haute altitude un élargissement de cet intervalle vers les courtes longueurs d'onde, le gaz ammoniac étant vraisemblablement, au contraire de l'ozone, beaucoup plus abondant dans les régions basses de l'atmosphère.

Nous avons tenté de mettre en évidence cette réapparition du spectre solaire dans l'ultra-violet lointain, en expérimentant à l'Observatoire Vallot, situé sur l'arête ouest du Mont Blanc, à 4 347 m d'altitude.

L'expérience ne pouvait être tentée avec un spectrographe ordinaire à optique de quartz. L'intensité du rayonnement solaire dans le spectre visible et le début

de l'ultra-violet est tellement considérable que la lumière diffusée par le quartz voile rapidement les plaques. Les poses utiles sont ainsi limitées à une durée extrêmement courte. Comme l'ont fait MM. Fabry et Buisson pour l'étude de l'extrémité ultra-violette du spectre solaire, nous avons construit et étudié un spectrographe double permettant de séparer le domaine spectral considéré (1 900 Å. — 2 150 Å.) des radiations moins réfrangibles. Nous avons d'ailleurs adopté une disposition nouvelle, afin d'augmenter la luminosité, de faciliter le réglage et le transport. Notre appareil peut être fixé sur un mouvement équatorial permettant de maintenir centrée sur la fente l'image ultra-violette du soleil donnée par une lentille de fluorine. Nous avons utilisé des plaques Jougla, recouvertes d'une couche très mince d'huile fluorescente (Duclaux et Jeantet), et aussi des plaques Schumann.

Les clichés obtenus à l'Observatoire Vallot, les 25, 26 et 27 août (à différentes heures du jour, poses de 30 à 40 minutes, pression atmosphérique voisine de 440 mm), ne présentent aucune trace de spectre. Le rayonnement solaire qui parvient à l'altitude du Mont Blanc ne renferme donc aucune radiation d'intensité appréciable, de longueur d'onde comprise entre 1 900 Å et 2 150 Å. L'atmosphère doit donc contenir des gaz capables d'absorber de telles radiations et, parmi ses constituants, l'oxygène semble devoir être considéré tout d'abord. Le spectre d'absorption ultra-violet de l'oxygène, encore peu connu, comprend, entre 1 850 Å et 2 000 Å, plusieurs systèmes de bandes qui apparaissent pour une épaisseur d'oxygène traversée de l'ordre du mètre. Lorsque cette épaisseur est, comme dans l'atmosphère, de l'ordre du kilomètre, il est possible qu'elles s'élargissent suffisamment pour absorber le rayonnement solaire dans l'ultra-violet lointain. Nous nous proposons de rechercher s'il en est ainsi.

Nous tenons à remercier ici la Société des Observatoires du Mont-Blanc, qui a subventionné notre expédition, et particulièrement M. Vallot, qui a mis à notre disposition son laboratoire de Chamonix. Les essais préliminaires ont été faits au laboratoire de M. Fabry, qui les a suivis de très près. Nous sommes heureux de lui offrir également nos vifs remerciements.

Sur l'influence du milieu sur les phénomènes qui s'y accomplissent ;

par M. Gandillot.

M. Gandillot expose ses idées personnelles sur le rôle de l'éther dans les phénomènes physiques. L'éther est pour lui constitué d'atomes dont la charge électrique et la masse seraient une seule et même chose. Les atomes matériels entraîneraient avec eux un cortège d'éther dont le refoulement expliquerait les phénomènes qui se produisent quand on comprime un gaz. M. Gandillot expose aussi une théorie personnelle de la chute d'un fil à plomb dont on brûle le fil, théorie qui le conduit à considérer l'éther entourant notre globe comme faisant corps avec lui.

SECTION DE STRASBOURG

COMMUNICATION FAITE DANS LA SÉANCE DU 16 NOVEMBRE 1923.

Hystérésigraphe. Cycle lent et cycle instantané;

par M. Ch. Lapp.

L'auteur reprend à la base le problème abordé par Ewing et Miss Claasen, de la déformation des cycles d'hystérèse, par effet de temps : si le passage par commutation du champ $+H$ à $-H$, se fait rapidement, le cycle obtenu dans le fer pur n'est pas le même que le cycle donné par les méthodes statiques : il devient 5, et même 10 fois plus large *par effet de viscosité*. D'où la distinction entre les cycles lents et instantanés.

L'hystérésigraphe est destiné à montrer directement ce phénomène. L'appareil comporte deux équipages, donnant sur deux axes rectangulaires, l'un, le champ magnétique, l'autre l'induction. Pour avoir une représentation fidèle des phénomènes, il faut satisfaire aux conditions habituelles de l'oscillographe :

1° Période propre supérieure à celle que l'on utilise.

2° Amortissement critique des équipages.

En outre, il est nécessaire que les durées d'oscillation propre des équipages ne diffèrent pas de plus d'un millième.

Dans ces conditions, le cycle donné par un tore de fer feuilleté en ferro-silicium, exempt aussi bien de courants induits que de viscosité, ne s'élargit pas pour des fréquences de l'ordre de 5 périodes par seconde. Le cycle donné par un tore d'acier plein, du commerce, sans viscosité, s'arrondit aux pointes par l'effet des courants induits. Le cycle d'un tore de fer électrolytique, doué de viscosité, présente l'élargissement, du simple au décuple, prévu par les méthodes indirectes les points du cycle restant fines.

L'exposé a été illustré par la projection de clichés obtenus à l'hystérésigraphe; et par la démonstration directe par projection sur un écran, de l'existence du cycle instantané.

(L'appareil figurera parmi les envois de l'Institut de Physique de Strasbourg, à l'Exposition de Physique.)

PARIS. — SOC. G^{le} D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 193. 7 Décembre 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881
44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 21 DÉCEMBRE 1923

à 20 heures 45 très précises.

DANS L'AMPHITHÉATRE DE PHYSIQUE DE LA SORBONNE
(Entrée : 1, rue Victor-Cousin)

ORDRE DU JOUR :

I. — Sur une conception nouvelle de la dynamique et de l'optique suggérée par les quanta; par M. Louis de Broglie.

II. — Etude sur la distribution de l'énergie dans les spectres de quelques étoiles des types B et A (projections); par M. Jules Baillaud.

III. — L'Observatoire du Pic du Midi (projections), par M. Jules Baillaud.

SECTION DE STRASBOURG

RÉUNION DU JEUDI 20 DÉCEMBRE 1923.

à 20 heures 30 à l'Institut de Physique.

ORDRE DU JOUR :

I. — La déviation de la lumière par le soleil. Analyse et discussion des résultats obtenus par Campbell lors de la dernière éclipse de soleil; par M. Esclangon.

II. — Sur les principes de la théorie de la gravitation d'Einstein et les applications qui en ont été faites; par M. G. Darmois.

III. — Remarques critiques sur les observations récentes relatives au déplacement spectral d'Einstein; par M. F. Croze.

SECTION DE NANCY

RÉUNION DU JEUDI 13 DÉCEMBRE 1923

à 20 heures 30
dans le grand Amphithéâtre de l'Institut de Physique

ORDRE DU JOUR :

Cryoscopie dans les sels hydratés; par M. E. Darmois.

SÉANCE DU 7 DECEMBRE 1923

Présidence de M. Emile PICARD.

Le procès verbal de la séance du 16 novembre est adopté.

M. le Président fait part de la mort de M. le professeur Ferreira da Silva de l'Université de Porto (Portugal) et adresse de la part de la Société, ses condoléances à la famille.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

M[lle] Auberlinder (Germaine), Ingénieur à la Société de Traitement chimique 37, rue Chef-de-Ville, à Clamart (Seine).

M[lle] Bellemin (Eugénie), stagiaire astronome à l'Observatoire de Lyon, à Saint-Genis-Laval (Rhône).

MM. Aron (Henri-Théophile), à l'Institut de Physique de Strasbourg, 3, rue de l'Université, à Strasbourg.

Barolet (Henri-Paul), directeur d'usine, 111, rue de Paris, à Vanves (Seine).

Blassel (Paul-Désiré-Jean-Baptiste), professeur agrégé de physique au Prytanée militaire de la Flèche (Sarthe).

Cau (Marcel), préparateur au laboratoire de physique de l'Ecole normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris V[e].

Danjon (André-Louis), astronome à l'Observatoire de Strasbourg, 2, rue Saint-Maurice, à Strasbourg.

Givaudan (Claudius), ingénieur, 315, cours Gambetta à Lyon (Rhône).

Ikeuti (Hazime), professeur de physique à l'Ecole technique supérieure de Yokohama, actuellement 2, rue Belloni, Paris XV[e].

Laffitte (Paul), préparateur à la Sorbonne, 28, rue Bapst, à Asnières (Seine).

Lasareff (Pierre), membre de l'Académie des Sciences de Russie, Institut de Physique, 3, Miusskaja, Moscou, actuellement : chez M. Langevin, 10 bis, boulevard Port-Royal, Paris XIII.

Leprêtre (Hyacinthe-Edouard), professeur agrégé de physique au Prytanée militaire de la Flèche (Sarthe).

Picault (Edouard), ingénieur des Télégraphes, 54, boulevard de Vaugirard, Paris XV[e].

Laboratoire de Physique de la Section technique de l'Artillerie, 1, place Saint-Thomas-d'Aquin, Paris VII[e].

Leeskamer (salle de Lecture) « Bosscha », Laboratoire de Physique à Leiden (Hollande).

New-York Public Library, 476, Fifth Avenue New-York, U. S. A.

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

M[lle] Brunschwicq (Adrienne), étudiante au Laboratoire de M[me] Curie, 53, rue Scheffer, Paris XVI[e], présentée par M[me] Curie et M. Holweck.

Curie (Irène), licenciée ès-sciences, 36, quai de Béthune, Paris IV[e], présentée par MM. Jean Perrin et A. Debierne.

Weinbach (Lucienne), étudiante au laboratoire de M[me] Curie, 11 *bis*, boulevard Delessert, Paris, XVI[e], présentée par M[me] Curie et M. Holweck.

MM. Bazillac (Achille-Pierre), professeur agrégé de physique au lycée de Pau (Basses-Pyrénées), présenté par MM. Benoist et Lugol.

Clavier (André), Ingénieur, à l'Etablissement central du Matériel radiotélégraphique, 26, rue Desnouettes, Paris XV[e], présenté par MM. Mesny et Jouaust.

Devanlay (Georges), Ingénieur, chef de bureau honoraire du Chemin de fer de l'Etat, 20, rue Dulong, Paris XVII[e], présenté par MM. Mazen et Bosler.

Hopwood (Frank-Lloyd), doctor of Science, Physicist, Saint Bartholomews Hospital London E. C. 1, 416, Alexandra Park Rd, Wood Green, London N. 22, présenté par MM. Dauvillier et Ferroux.

Le Roux (Pierre), préparateur de physique à la Faculté des Sciences de Caen, présenté par MM. Sève et Blanc.

Rocart (Yves-André), Elève à l'Ecole normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris V^e, présenté par MM. Ch. Fabry et Morand.

Rossignol (Jean-Jacques), ancien élève de l'Ecole normale supérieure, laboratoire de M. Brillouin au Collège de France, 2, place Marcelin Berthelot, présenté par MM. Brillouin et R. Chevallier.

Il sera statué sur ces admissions à la séance prochaine, le 21 décembre.

M. le Président propose comme membres de la Commission des Comptes pour l'exercice 1922-1923, MM. E. Siegler, J. Faivre-Dupaigre et P. Jurien de la Gravière, qui sont réélus.

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 7 DÉCEMBRE 1923

Fluorescence et Radiochimie,

par M. Jean Perrin.

M. Jean Perrin rappelle d'abord les propriétés connues des corps fluorescents, en insistant sur ce qu'on a appelé le phénomène de « l'optimum ». On sait, à cet égard, que l'éclat d'une solution fluorescente grandit d'abord avec la concentration, passe par un maximum, puis décroît jusqu'à devenir presque nul. Des mesures photométriques montrent que le phénomène ne peut pas être expliqué par l'absorption, dans la solution, de la lumière excitatrice ou de la lumière excitée. Et il faut admettre que les molécules fluorogènes se protègent réciproquement quand elles se rapprochent assez les unes des autres. Mais le rapprochement très court correspondant à une collision est plus important que le fait de rester longtemps à faible distance. On constate en effet que solide et liquide, en équilibre à la température de fusion, luisent très inégalement, le liquide presque pas et le solide beaucoup (expérience faite sur le phénanthrène). On peut également montrer que c'est l'état solide, qu'il soit vitreux ou cristallisé, qui facilite la fluorescence. Au lieu que, dans l'état liquide, aucune molécule ne reste « *seule* » assez longtemps pour être protégée.

D'autre part, M. Jean Perrin insiste sur le caractère chimique de la fluorescence. En éclairage suffisamment intense, la matière fluorescente se détruit généralement. Pas toujours néanmoins, et la réaction de destruction, bimoléculaire, fait intervenir le solvant.

L'action de la lumière élève la molécule dans un *état critique*, d'où elle reprend son état primitif, avec émission de la fluorescence observée, à moins qu'elle ne soit saisie dans son état critique par une molécule environnante, soit critique, soit stable.

La compréhension de l'influence de la température sur une réaction cependant photochimique devient alors simple. Il peut y avoir influence, si c'est une molécule critique du milieu qui agit (cas du bleu de méthylène et de la glycérine). Il peut ne pas y en avoir si c'est une molécule stable qui agit (cas de l'éosine dans la glycérine) (Expériences projetées).

(Voir *Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences*, août-octobre 1923).

Etude expérimentale de la diffusion de la lumière par les gaz transparents,

par M. J. Cabannes.

La dispersion, l'absorption et la diffusion de la lumière par les milieux matériels sont trois phénomènes intimement liés. Ils sont dûs aux charges électriques qui constituent les molécules et qui entrent en vibrations forcées sous l'action d'une force extéreure sinusoïdale même très petite. Les lois de la diffusion de la lumière sont particulièrement simples lorsqu'un gaz parfait est éclairé par une radiation monochromatique de période beaucoup plus longue que les périodes des électrons dispersifs.

1° La lumière diffusée à 90° du faisceau primaire est presque complètement polarisée. On a deux vibrations rectangulaires incohérentes; l'une, I, normale aux deux rayons incident et diffusé; l'autre, i, parallèle au rayon primaire. Le rapport $\frac{i}{I} = \rho$ (facteur de dépolarisation) n'atteint jamais 0,15 dans les gaz transparents étudiés jusqu'ici.

2° L'intensité lumineuse diffusée par 1 cm³ du gaz éclairé est donnée par l'expression:

$$R = \frac{I+i}{E} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4}\left(\frac{\mu^2-1}{n}\right)^2 n\,\frac{6(1+\rho)}{6-7\rho}.$$

E est l'éclairement d'un plan normal au faisceau primaire; λ, la longueur d'onde en centimètre de la radiation excitatrice; μ, l'indice du gaz; ρ, le facteur de dépolarisation; n, le nombre des molécules diffusantes par centimètre cube. Cette formule remarquable est indépendante du détail de la structure moléculaire, du nombre et de la nature des charges électriques, de leurs positions relatives. Elle donne un moyen simple d'obtenir la constante d'Avogadro, si l'on connaît exactement le facteur de dépolarisation.

La mesure de ρ est donc importante. Malheureusement les valeurs numériques publiées jusqu'ici présentent de telles divergences qu'on peut hésiter à en tirer des conclusions sûres. Aussi nous a-t-il paru nécessaire à M. J. Granier et à moi de refaire ces mesures dans de meilleures conditions.

Nous avons renoncé aux sources de lumière artificielle (d'éclat trop faible) et projeté dans le récipient qui contient le gaz à étudier une image du soleil. Nous observons latéralement, visuellement ou par photographie, le faisceau primaire au voisinage de cette image. La comparaison des deux vibrations i et I se fait par la méthode de Cornu. Les éclats à comparer ne dépassent pas quelques millionnièmes de bougie par centimètre. Les temps de pose ont varié de 1 à 10 minutes. D'autre part la faible capacité du récipient à gaz (moins de 300 cm³) nous a permis d'opérer sur de petites quantités de gaz. Enfin l'ensemble du dispositif de mesure peut être reproduit à peu de frais dans un laboratoire quelconque et, tout en permettant des mesures précises, se prête à des manipulations d'élèves.

Les gaz étudiés se classent nettement en 3 catégories : 1° CO^2 et N^2O, gaz triatomiques qui diffusent 3 ou 4 fois plus de lumière que l'air et dont le facteur de dépolarisation est voisin de 0,1. Avec ces deux gaz, les observations visuelles sont faciles, mais les mesures par photographie restent cependant plus précises. Elles donnent:

$$\rho_{CO^2} = 0,098 \qquad \rho_{N^2O} = 0,122.$$

2° O^2, N^2, CO, NO, gaz diatomiques qui diffusent à peu près autant de lumière que l'air et où le facteur de dépolarisation varie de 0,0645 (O^2) à 0,017 (CO). Les mesures visuelles deviennent difficiles.

3° Enfin nous avons pu étudier l'hydrogène et le néon malgré la faible intensité de la lumière diffusée. Le néon contient toujours de l'azote qui diffuse beaucoup plus de lumière à pression égale et dont il faut tenir compte. Nous avons dosé l'azote, dans le récipient même qui servait à la mesure de ρ, en comparant l'intensité de la lumière diffusée par l'azote pur et celle que diffusait le mélange néon et azote. Les mesures donnent :

$$\rho_{H^2} = 0,022 \qquad \rho_{Ne} < 0,01.$$

Conclusions. — 1° L'atome de néon est isotrope au point de vue optique comme l'atome d'argon déjà étudié.

2° Dans les molécules des autres gaz, la présence de la vibration i révèle une anisotropie qu'on peut évaluer sous la forme suivante. Assimilons la molécule à un ellipsoïde de révolution et désignons par g et g' les déplacements électriques lorsque l'unité de champ agit suivant l'axe puis parallèlement à l'équateur. On a :

$$\rho = \frac{2(g - g')^2}{4g^2 + 2gg' + 9g'^2} \qquad \text{et} \qquad \mu^2 - 1 = \frac{4\pi n}{3}(g + 2g')$$

on en tire, connaissant μ et ρ, $g + 2g'$ et $(g - g')$. Il n'est pas possible ici de décider si l'ellipsoïde est allongé ou aplati. Par exemple la molécule d'oxygène peut être assimilée à l'ellipsoïde aplati ($g = 0,745 \times 10^{-24}$ cm^3, $g' = 1,79 \times 10^{-24}$) ou à l'ellipsoïde allongé ($g = 2,14 \times 10^{-24}$, $g' = 1,09 \times 10^{-24}$).

3° Connaissant la transparence de l'atmosphère (Eowle) et le facteur de dépolarisation des gaz de l'air, supposant en outre que la composition de l'atmosphère reste constante à toute altitude, on peut calculer la constante d'Avogadro. On trouve $N = 64 \times 10^{22}$.

SECTION DE NANCY

COMMUNICATION FAITE DANS LA SÉANCE DU 22 NOVEMBRE 1923

Sur la décharge en haute fréquence dans les gaz raréfiés.

par M. C. GUTTON.

Les tubes à électrodes extérieures, constituées par des feuilles d'étain collées sur la surface externe du verre, ont un aspect très différent lorsque la différence de potentiel entre électrodes varie à basse ou à haute fréquence.

L'expérience simple suivante le montre. La pression dans un tube étant trop grande pour qu'en réunissant les électrodes à une bobine de Rhumkorff, on n'obtienne aucune fluorescence du tube, cette fluorescence apparaît, si on fait jaillir une étincelle oscillante en dérivation sur les électrodes du tube.

L'observation de ces phénomènes, nous a conduit, avec la collaboration de MM. Ylostalö et Mitra à étudier la différence de potentiel efficace pour laquelle se produit sous diverses fréquences et sous diverses pressions l'illumination de tubes à électrodes intérieures ou extérieures.

Cette étude est possible en utilisant les oscillations sinusoïdales produites par les triodes; les mesures de différences de potentiel efficaces se faisaient au moyen d'un électromètre idiostatique de faible capacité, celles de fréquence avec un ondemètre.

Des mesures ont été faites jusqu'à la fréquence 2 000 000 p : s, qui correspond à 150 mètres de longueur d'onde. Nous nous proposons de les étendre jusqu'aux oscillations hertziennes.

Les courbes qui représentent les résultats obtenus paraîtront dans un prochain fascicule du Journal de Physique.

OUVRAGES REÇUS

3362. — Jean Bosler. — *L'évolution des Etoiles* (Recueil des Conférences-Rapports sur la Physique).

3363. — Dr Marage. — *L'Audition et ses Variations.*

3364. — Ch. Maurain. — *Physique du Globe* (Collection Armand Colin, 103, boulevard Saint-Michel, Paris).

3365. — A. Broca. — *Leçons d'Optique physiologique* (publication de l'Institut d'Optique).

3366. — Ch. Fabry. — *Les applications des interférences lumineuses.*

3367. — Ch. Fabry. — *La lumière monochromatique, sa production et son emploi en optique pratique* (publication de l'Institut d'Optique).

3368. — P. Langevin. — *La Physique depuis vingt ans* (Librairie Octave Doin, 8, place de l'Odéon, Paris VIe).

3369. — H. Thirring. — *L'idée de la Théorie de la Relativité* (Gauthier Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris VIe).

3370. — L. Barbillion. — *La Traction électrique à courant continu* (Albin Michel, éditeur, 22, rue Huyghens, Paris XIVe).

3371. — H. Andoyer et A. Lambert. — *Cours d'Astronomie* (2e partie) (J. Hermann, 6, rue de la Sorbonne, Paris Ve).

3372. — *Astronomical and magnetical and meteorological Observations. The Royal Observatory Greenwich* 1919).

3373. — D. Forestier. — *L'Energie rayonnante* (Librairie A. Blanchard, 3, place de la Sorbonne).

3.374. — P. Jolibois. — *Les méthodes actuelles de la Chimie* (Collection A. Colin, 103, boulevard Saint-Michel, Paris Ve).

Br. 200. — Ch. Lallemand. — *Rapports sur les travaux du service de Nivellement général de la France* (1922 à 1921).

Br. 201. — Vice Amiral Fournier. — *Carènes de formes nuisibles ou favorables à leurs grandes vitesses.*

Br. 202. — T. J. J. See. — *Einstein a Trickster.*

Br. 203. — Worms de Romilly. — *Quelques réflexions sur la Relativité.*

Br. 204. — Carl Benedicks. — *Raum und Zeit.*

Br. 205. — L. Neu. — *Les compresseurs multitubulaires isothermiques et leurs applications.*

Br. 206. — Jean Becquerel. — *Champ de Gravitation d'une sphère matérielle. Signification physique de la formule de Schwarzschild.*

Br. 207. — *Commission internationale de l'éclairage.* — Recueil des travaux et Compte rendu des séances (mars 1923).

Br. 208. — Ch. Fabry. — *René Benoit* (1844-1922).

Br. 209. — M. Gandillot. — *L'illusion d'Einstein.*

Br. 210. — *Bureau central sismologique français.* — Observations sismologiques de la station du parc Saint-Maur (1915 à 1920).

Le Journal de Physique et le Radium, t. IV, Sér. VI, nº 9 (septembre 1923).

Comptes-rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 177, nºs 17 (22 octobre) à 22 (26 novembre).

Revue générale de l'Electricité, t. XIV, nºs 17 (27 octobre) à 22 (1er décembre 1923).

Revue générale des Sciences, nºs 19 (15 octobre); 20 (30 octobre 1923); 21 (15 novembre).

Revue scientifique, nºs 21 (10 novembre 1923), 22 (24 novembre).

Revue d'Optique, nºs 10 (octobre 1923), 11 (novembre).

Recherches et Inventions, nºs 2 (1er novembre 1923) à 4 (1er décembre).

Bulletin de la Société française des Electriciens, nº 28 (août-sept.-oct. 1923).

Société des Ingénieurs civils de France : Procès-verbal de la Séance du 26 octobre 1923 (nº 15); du 9 novembre (nº 16); du 23 novembre (nº 17).

Société des Ingénieurs civils de France : Mémoires et comptes rendus des travaux, nºs 7, 8 et 9 (juillet, septembre 1923).

L'Université de Paris, nºs 257 (octobre 1923); 258 (novembre 1923).

Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse, t. LXXXIX, nºs 7 (septembre); 8 (octobre).

Archives d'Electricité médicale et de physiothérapie. nºs 493 (octobre); 494 (novembre).

Nature, nºs 2 817 (27 octobre); à 2 822 (1er décembre).

Science Abstracts. Sect. A. Physics, vol. 26, nºs 310 (25 october 1923), 311 (25 november).

Scientific proceedings of the Royal Dublin Society, vol. XVII, nºs 11-13 (décember 1922) à 25-31 (august 1923).

Proceedings of the Royal Society, vol. 104, nº A. 727 (1er november 1923).

The Journal of the Institution of the Electrical Engineers, vol. 61, nº 323 (october 1923).

Journal of the Franklin Institute, vol. 196, nº 5 (november 1923).

Journal of the American Institute of Electrical Engineers, vol. XLII, nº 11 (november 1923).

The Journal of physical Chemistry, vol. XXVII, nº 8 (november 1923).

Popular Astronomy, vol. XXXI, nº 9 (nov. 1923).

Proceedings of the National Academy of Sciences of the U. S. A., vol. 9, nº 11 (november 1919).

University of Illinois Bulletin nº 137, vol. XXI, nº 7 (15 oct. 1923).

American Journal of Mathematics, vol. XLX, nº 3 (april 1923) (july 1923).

The Physical Review, vol. 22, nº 3 (september 1923); 4 (october 1923).

The Américan Journal of Science, vol. VI, nº 35 (november 1923).

Société scientifique de Bruxelles : Revue des questions scientifiques, t. IV (20 octobre 1923).

Société belge des Electriciens, Bulletin mensuel, t. XXXVII (octobre) (novembre 1923).

Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut Montefiore. Bulletin mensuel, t. I, 7e série : nºs 7 (juillet 1923); 8-9 (août-septembre 1923).

Archives des Sciences physiques et naturelles, 5e période, vol 5 (septembre-octobre).

Atti della Reale Accademia Nazionale dei Lincei. vol. XXXII, fasc. 5-6, 7-8, 2e semestre 1923).

The New Zealand Journal of Science and Technology, vol. VI, nº 2 (july 1923).

Observatoire de Zi-Ka-Weï. — Bulletin des Observations, t. XLV (1919); *Revue mensuelle*, nºs 121 (janvier 1923) à 154 (avril).

Bulletin de la section scientifique de l'Académie roumaine, nº 7-8, (1922-1923).

Anales de la Sociedad española de Fisica y Quimica, nº 206 (octobre 1923).

Helvetica Chimica Acta, vol. VI, fasc. VI.

AVIS

Le Bureau de la Société croit devoir appeler l'attention des Sociétaires sur les Articles suivants du Règlement intérieur :

ART. XXIII. — Le minimum des cotisations des diverses catégories de Membres est fixé par l'article III des Statuts.

La cotisation annelle est de :

50 francs pour les Membres non résidants.
60 francs pour les Membres résidants.
65 francs pour les Membres étrangers.
75 francs pour les Collectivités, Universités, Bibliothèques, etc., françaises.
80 francs pour les Collectivités, Universités, Bibliothèques, etc., étrangères.

Tous les Membres paient un droit d'entrée de 10 francs.

Le nombre des Membres de ces catégories est illimité.

La qualité de Membre à vie s'obtient moyennant le payement d'une somme égale à dix fois le montant des cotisations fixé au paragraphe précédent. Ce payement peut se faire en quatre annuités égales consécutives. Dans le cas où les personnes ayant commencé à effectuer ces versements cesseraient de faire partie de la Société avant d'être libérées complètement, les versements effectués demeureraient acquis à la Société.

Les Collectivités, Universités, Bibliothèques, etc., ne peuvent être Membres à vie.

ART. XXIV. — La cotisation de l'année doit être payée avant le 1er mai.

En cas de non payement d'une cotisation échue et réclamée, l'envoi des publications est supprimé.

Tout Membre en retard de deux années pour le payement de sa cotisation sera, après un dernier avertissement resté sans réponse, rayé des listes de la Société.

Toute démission donnée ne sera valable qu'après acquittement des cotisations dues : sinon la radiation sera prononcée.

Pour éviter à la Société des frais onéreux et des difficultés pour le recouvrement, le montant des cotisations doit être adressé au Trésorier :

M. A. JOBIN, 31, rue Humboldt, Paris, XIVe,

soit directement, soit par l'intermédiaire de

M. J. HULOT, 8, rue Daguerre, Paris, XIVe

agent général de la Société, adjoint au Trésorier.

Le payement peut être fait en espèces, par chèque barré, mandat-carte ou chèque postal (Société française de Physique. Compte N° 227-92, Paris).

Le payement par chèque postal, dont les frais sont minimes, est à recommander.

Les demandes d'envoi d'ouvrages et publications sont faites à **M. J. Hulot**; le montant doit lui être adressé directement.

Prière de vouloir bien joindre un timbre pour réponse à toute demande de renseignements.

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.

BULLETIN N° 194. 21 Décembre 1923.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881
44, rue de Rennes, Paris (VIe).

RÉUNION DU VENDREDI 18 JANVIER 1924
à 20 heures 30 très précises.
AU SIÈGE SOCIAL, 44, RUE DE RENNES.

ORDRE DU JOUR :

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE

Approbation du Rapport de la Commission des Comptes sur l'Exercice 1922-1923

Scrutins pour le renouvellement du Conseil et du Bureau.

Election de deux Membres honoraires.

COMMUNICATIONS :

I. — Observations sur les spectres de l'arc entre métaux, dans différents milieux et dans le vide (projections); par M. St. Procopiu.

II. — Action de la lumière sur les électrodes; par M. R. Audubert.

SECTION DE NANCY

RÉUNION DU JEUDI 10 JANVIER 1924
à 20 heures 30
dans le petit Amphithéâtre de l'Institut de Physique

ORDRE DU JOUR :

Limite élastique, déformations permanentes, écrouissage et fatigue dans les aciers; par M. Seigle.

SÉANCE DU 21 DECEMBRE 1923

Présidence de M. Emile PICARD.

Le procès-verbal de la séance du 7 décembre est adopté.

Sont élus membres de la Société française de Physique :

Mlle Brunschwicq (Adrienne), étudiante au Laboratoire de Mme Curie, 53, rue Scheffer, Paris XVIe.

M[lles] Curie (Irène), licenciée ès sciences, 36, quai de Béthune, Paris IV[e].
Weinbach (Lucienne), étudiante au laboratoire de M[me] Curie, 11 *bis*, boulevard Delessert, Paris XVI[e].

MM. Bazillac (Achille-Pierre), professeur agrégé de physique au lycée de Pau (Basses-Pyrénées).
Clavier (André), Ingénieur à l'Etablissement central du Matériel radiotélégraphique, 26, rue Desnouettes, Paris XV[e].
Devanlay (Georges), Ingénieur, chef de bureau honoraire du Chemin de fer de l'Etat, 20, rue Dulong, Paris XVII[e].
Hopwood (Frank-Lloyd), doctor of Science, Physicist, Saint Bartholomews Hospital London E. C. 1, 416, Alexandra Park Rd, Wood Green, London N. 22.
Le Roux (Pierre), préparateur de physique à la Faculté des Sciences de Caen.
Rocart (Yves-André), Elève à l'Ecole normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris V[e].
Rossignol (Jean-Jacques), ancien élève de l'Ecole normale supérieure, laboratoire de M. Brillouin au Collège de France, 2, place Marcelin Berthelot Paris V[e].

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes :

MM. Boyer (Jacques), publiciste scientifique, rédacteur à la *Nature* et à *Science et Vie*, 5 bis, rue Saint-Paul, Paris IV[e], présenté par MM. Ch. Ed. Guillaume et D[r] Létang.
Dapsence (l'Abbé Paul-Henri), professeur à l'Ecole secondaire du Sacré-Cœur, à Charenton (Seine), présenté par MM. A. Cotton et Dunoyer.
Hostinsky (B.), professeur à l'Université Masaryk, à Brno, Kounicova, 59 (République Tchécoslovaque), présenté par MM. Em. Picard et H. Abraham.
Kostitzin (Wladimir), professeur à l'Université de Moscou, actuellement, 5, rue Nouvelle-Stanislas, Paris VI[e], présenté par MM. J. Hadamard et Kiveliovitch.
Laporte (Henri-Hippolyte), professeur agrégé de physique au lycée, 2, rue du Terral, à Rodez (Aveyron), présenté par MM. Lamirand et Chaudier.
Mathieu (Marcel), ingénieur électricien, à la C[ie] Thomson-Houston, 7, rue Céline, à Antony (Seine), présenté par MM. P. Janet et Jouaust.
Ponte (Maurice), élève à l'Ecole normale supérieure, 45, rue d'Ulm, à Paris V[e], présenté par MM. H. Abraham et E. Bloch.
Société Anonyme des Glaces de Saint-Gobain, Chauny et Cirey, 1 bis, place des Saussaies, présentée par MM. Jobin et Dunoyer.

Il sera statué sur ces demandes à la la séance prochaine, le 18 janvier 1924.

M. le Secrétaire général indique parmi les ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

E. Borel. — *Eléments de la théorie des probabilités.*
F. Bourion. — *Thermochimie.*
G. Rougier. — *Les piles photoélectriques et leur application à la photométrie,*

COMMUNICATIONS FAITES DANS LA SÉANCE DU 21 DÉCEMBRE 1923

Sur une nouvelle conception de la dynamique et de l'optique suggérée par les Quanta ;

par M. Louis de Broglie.

La relation du quantum reliant l'énergie et la fréquence suggère l'idée qu'à tout morceau isolé d'énergie est peut-être attaché un phénomène périodique d'une nature encore à préciser. Un observateur lié au dit morceau attribuerait à ce phénomène une fréquence ν_0 déterminée par l'énergie interne m_0c^2 grâce à la relation

$h\nu_0 = m_0 c^2$. Un autre observateur pour lequel le noyau d'énergie posséderait la vitesse uniforme $v = \beta c$ devrait assigner à cette fréquence une plus faible valeur d'après la transformation de Lorentz-Einstein; mais on peut démontrer que le phénomène périodique lui apparaîtrait constamment en phase avec une onde de fréquence $\nu = \frac{1}{h} \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et de vitesse $V = \frac{c}{\beta}$. Cette onde dont le déplacement aurait lieu avec une vitesse supérieure à la vitesse limite c de l'énergie, donnerait seulement la répartition des phases.

Si, conformément aux idées d'Einstein, on suppose que toute radiation de fréquence ν est divisée en grains d'énergie de valeur $h\nu$, il semble simple et logique d'attribuer à tous ces grains une *même* masse propre m_0 mais des vitesses βc variables avec la fréquence bien qu'étant toutes extraordinairement voisines de c. Les quantités m_0, ν et β seraient donc reliées par la relation $h\nu = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$. La fréquence ν coïnciderait ainsi avec celle de l'onde de phase accompagnant le quantum de lumière. Cette conclusion permettra peut-être d'édifier une optique à la fois granulaire et ondulatoire en établissant une sorte de correspondance entre l'onde de phase dont nous venons de concevoir l'existence et l'onde de l'optique classique.

Si un mobile ponctuel est animé d'un mouvement quelconque, l'hypothèse qu'il existe une proportionnalité entre le vecteur « impulsions d'univers » et un autre vecteur d'espace-temps dont le rôle est fondamental dans la théorie relativiste de la propagation des ondes et dont la composante de temps est égale à la fréquence, conduit à l'énoncé suivant : « Le principe de Fermat appliqué à l'onde de phase est identique au principe de Maupertuis appliqué au mobile. Les rayons de l'une sont identiques aux trajectoires possibles de l'autre ». Cet énoncé appliqué au mouvement périodique d'un électron de Bohr dans l'atome permet de retrouver les conditions de stabilité bien connues aujourd'hui comme exprimant la résonance de l'onde de phase sur la longueur de la trajectoire.

Enfin, l'introduction de la notion d'onde de phase dans la Mécanique statique conduit à justifier l'introduction des quanta dans la théorie des gaz et à retrouver les lois du rayonnement noir comme traduisant la distribution de l'énergie entre les atomes dans un gaz d'atomes de lumière.

Malgré les grandes difficultés qui restent à surmonter, surtout pour pouvoir donner une explication satisfaisante des interférences, la précédente méthode d'attaque du problème des quanta semble donc digne d'intérêt.

Etude sur la distribution de l'énergie dans les spectres de quelques étoiles des types B et A ;

par M. Jules Baillaud.

La connaissance de la répartition de l'énergie dans les spectres stellaires serait une donnée fondamentale pour les études de physique cosmique. Grâce aux lois du rayonnement, pour autant tout au moins que leur application aux astres est justifiée, elle nous indique la température apparente de la photosphère des étoiles. Cette température connue, les données actuelles sur la constitution de l'atome permettent, par l'application d'une formule de M. Nad Saha, d'obtenir la pression qui règne dans la chromosphère des étoiles. D'autre part quelques étalons stellaires, dont la courbe d'énergie spectrale serait bien déterminée, donneraient un fonde-

ment sûr aux méthodes des indices de coloration et des longueurs d'ondes effectives, si importantes dans les recherches sur la constitution de l'Univers.

J'ai cherché, à obtenir la courbe d'énergie spectrale de quelques étoiles des types B et A, pauvres en raies intenses, en comparant, à l'aide de la photographie, le spectre stellaire à celui du corps noir.

Les précautions particulières que j'ai cherché à réaliser sont les suivantes: faire les observations stellaires dans une station où l'absorption atmosphérique soit assez faible et assez régulière pour qu'il soit possible d'en tenir compte. Observer les étoiles et le corps noir avec le même système optique, ou tout au moins en n'apportant au système que des modifications dont on puisse mesurer l'effet sur les diverses radiations; employer une méthode de photométrie photographique qui utilise le moins possible les lois des actions photographiques, trop incertaines.

J'ai fait mes observations au Pic du Midi en 1921 à 2 870 m. d'altitude. J'ai employé comme méthode de photométrie la méthode de l'échelle de teintes; l'étoile et une lampe de comparaison impressionnent la plaque avec la même durée de pose ; la lampe forme une série de spectre avec des flux en progressions géométriques. Tous les spectres d'une même plaque ont été impressionnés non seulement avec la même durée de pose mais simultanément.

L'appareil spectral était une chambre à prisme formée d'un prisme de spath et d'un objectif de quartz. Les spectres ont 8 cm de long, bien au point, de λ 650 à λ 300 sans dédoublement appréciable des raies. Une glace à faces parallèles en verre mince placée en avant du prisme et traversée par les rayons stellaires réfléchissait dans le prisme le faisceau lumineux venant de la lampe et rendu parallèle par un collimateur à miroir. La fente du collimateur était une fente en échelons de 5 largeurs différentes. La lampe était une lampe Cotton à filament rectiligne maintenu constante par le système de réglage de Ch. Fabry.

Pour l'étalonnage de la lampe étalon, l'appareil avait été installé en laboratoire de façon à recevoir au lieu du faisceau lumineux venant de l'étoile, un faisceau émis par le cratère positif d'un arc électrique et rendu parallèle par un collimateur à miroir.

L'absorption atmosphérique, étudiée en 1920 et 1921, pour la région spectrale utilisée, par des observations stellaires, s'est montrée au Pic légèrement plus faible qu'au Mont Wilson. Elle augmentait normalement du rouge à l'ultra-violet.

Ce résultat, en accord avec les observations faites avec le soleil, est en contradiction avec celui que M. Nordmann a annoncé au Congrès de Physique Solaire de Meudon en 1907 et qui laissait croire que, la nuit, les radiations rouges étaient plus absorbées par l'atmosphère que les radiations bleues.

J'ai déterminé la courbe d'énergie spectrale de α Petit Chien, α Aigle, α Cygne, γ Cassiopée, ε Orion, de λ 500 à λ 340; α Lyre, β Orion de λ 650 à λ 330. Elles se montrent toutes extrêmement différentes de celle du corps noir, à quelque température qu'on observe et il ne semble pas légitime de leur appliquer les lois du rayonnement. En mettant à part ε Orion et γ Cassiopée les autres spectres paraissent être déformés par la présence d'au moins trois bandes d'absorption étendues, l'une très profonde dans le bleu vert, se terminant vers λ 450, une autre dans le violet de λ 450 à λ 380, et une dans l'ultra-violet commençant vers λ 380.

L'existence de cette dernière bande, déjà annoncée par Huggin, a été déduite par P. Debye de l'application de la théorie de Bohr à l'atome d'hydrogène. Je ne puis attribuer d'origine aux deux autres. L'hydrogène paraissant jouer un rôle prépondérant dans l'atmosphère des étoiles étudiées, il est vraisemblable qu'elles

sont dues aussi à l'hydrogène. Sont-elles la manifestation du second spectre de l'hydrogène, jusqu'ici non signalé dans les étoiles, et dont les raies élargies comme celle de la série de Balmer feraient l'effet de bandes continues ?

Dans les spectres de ε Orion et de γ Cassiopée, l'énergie croît d'une manière continue de λ 450 à λ 340. La différence des logarithmes de l'énergie pour ces deux longueurs d'ondes est 0,947. Pour un corps noir, à une température infinie, elle ne serait que 0,610.

L'Observatoire du Pic du Midi ;

par M. Jules Baillaud.

M. Jules Baillaud, après avoir indiqué les ressources dont pourraient profiter les physiciens à l'Observatoire du Pic du Midi, en fait projeter une série de vues fixes et cinématographiques montrant les progrès réalisés depuis sa fondation et les moyens d'y accéder.

SECTION DE NANCY

COMMUNICATION FAITE DANS LA SÉANCE DU 13 DÉCEMBRE 1923

Cryoscopie dans les sels hydratés,

par M. E. Darmois.

M. Darmois communique les résultats de mesures cryoscopiques effectuées dans son laboratoire par M. J. Périn. Le solvant cryoscopique est le sulfate de soude hydraté (sel de Glauber), déjà utilisé par Löwenherz (*Zeits. Phys. Chem.*, **18** (1895) 70). La température du point de transition entre les solutions qui déposent SO^4Na^2 et celles qui déposent $SO^4Na^2 + 10H^2O$ est bien déterminée. Elle s'abaisse quand on dissout un corps étranger dans la solution. La constante cryoscopique, déjà déterminée par Löwenherz (*loc. cit.*) et par Boutaric et Leenhardt (*C. R.*, **155** (1912) 825) a été de nouveau mesurée en dissolvant l'urée, le chlorure et le nitrate de sodium. Les résultats ont été interprétés, conformément à Raoult, en construisant la courbe des abaissements moléculaires $M\frac{\theta}{c}$ en fonction des abaissements cryoscopiques θ ; la constante cryoscopique a été déduite des abaissements moléculaires à l'origine. Elle est égale à 32 (théorique 32,05 d'après B. et L.). On a déterminé ensuite quelques poids moléculaires de sels (malate de Na, molybdates de Na et Am, molybdo-malates de Na et Am).

Les sels de sodium se comportent comme ayant leur poids moléculaire normal ; les sels d'ammonium comme complètement dissociés en solution, à des concentrations pour lesquelles leur dissociation n'est pas totale dans l'eau pure. Il n'est pas douteux que ce fait doive être rattaché aux idées actuelles sur la dissociation totale des électrolytes forts. Des expériences continuent dans cette direction.

On doit remarquer que les auteurs étrangers qui ont étudié les sels hydratés comme solvants cryoscopiques ont admis, soit la loi de Blagden, soit la formule de Vant'Hoff. Certains ont été ainsi amenés à mettre en doute la valeur de ces solvants pour la détermination des poids moléculaires. Il suffit de revenir à la technique et à l'interprétation graphique de Raoult pour lever les contradictions

On interprète ainsi remarquablement les mesures de Livingston, Morgan et Benson (*Zeits. anorg. Chem.*, 55 (1907) 262) sur les solutions dans $CaCl^2 6H^2O$; la variation considérable de $\frac{\theta}{c}$ avec θ avait conduit ces auteurs à nier l'intérêt de la méthode. Celle-ci semble devoir être surtout commode pour déterminer le poids moléculaire des sels, sans avoir à tenir compte de la dissociation.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES
SUR L'EXERCICE 1922-1923

1° Compte des Recettes et Dépenses courantes.

RECETTES

Droits d'entrée des nouveaux sociétaires	650,00
Cotisations pour 1923	22 386,73
Cotisations arriérées (1920, 1921, 1922)	10 414,35
Cotisations anticipées	532,00
Vente d'ouvrages	1 102,45
— par Gauthier-Villars	523,20
Intérêts et coupons au Crédit lyonnais	15 156,81
Intérêts au Crédit algérien	13,85
Intérêts de Bons de la Défense nationale	490,00
TOTAL	51 269,39
Subvention de la Fédération des Sociétés de Physique (à verser au *Journal de Physique*)	28 000,00
	79 269,39

DÉPENSES

Loyer du Siège social	1 502,00
Contributions 1923	58,45
Traitement de l'Agent	6 000,00
Service de la bibliothèque	500,00
Bibliothèque circulante	53,85
Frais de correspondance	249,50
Frais de bureau	479,05
Frais d'expériences et projections aux séances	235,00
Convocation (Conseils, Commissions)	147,00
Recouvrement des cotisations (envoi de lettres, reçus, etc...)	351,05
Etrennes, gratifications	62,00
Subventions (monument Righi), souscriptions	1 600,00
Electricité. Secteur	220,80
Sépulture Fresnel	22,50
Frais divers	174,40
Facture Gauthier-Villars	453,60
Impressions diverses	214,00
Bulletin des séances (frais d'envoi)	3 445,65
Journal de Physique (jusqu'en avril 1923)	45 887,05
Envois d'ouvrages par Gauthier-Villars	539,07
Prix et fondations (legs Robin et Ancel)	5 447,15
Cinquantenaire	129,75
Droits de garde de titres et divers	242,91
TOTAL	68 014,78
Achat de Bons représentant la subvention de la Fédération des Sociétés de Physique	27 100
	95 114,78
D'où il résulte un excédent des dépenses sur les recettes égal à	15 845,39

2° Fonds de réserve.

1re et 2e parties.

Compte des Recettes et des Dépenses.

RECETTES

Souscription des membres à vie en 1923	6 950, 50
Legs Fortin	18 000, 00
Remboursement d'obligations	4 793, 64
Total	29 744, 14

DÉPENSES

Achat d'obligations	17 185, 04
Achat de bons de la Défense nationale	20 197, 50
Total	37 382, 54
Excédent des dépenses sur les recettes au fonds de réserve	7 638, 40

3° Trésorerie.

En caisse au 1er novembre 1922		45 634, 44
Excédent des dépenses annuelles	15 845, 39	
— du Compte réserve	7 638, 40	23 483, 76
En caisse au 1er novembre 1923		22 150, 65

4° Situation.

Actif.

Obligations, bons du Trésor, titres au fonds de réserve (prix d'achat)	338 983, 74
Bons de la Défense nationale à diverses échéances	20 197, 50
En caisse au 1er novembre 1923	22 150, 65
Total	381 331, 89

80	Actions Série A du *Journal de Physique* souscrites : prix d'achat....	20 000 »
60	— — en apport	
130	— — (transfert de M. de Broglie).	
2	Actions Série B libérées du *Journ. de Phys.* — M. Larmor) ..	
4	— — — M. Zeeman) ..	
1	— — — M. Staehling).	
4	— non libérées — — M. de Chardonnet).	
1	— non libérées — — M. Maillard)..	
Soit 202	Actions	mémoire.

Ouvrages en dépôt à la librairie Gauthier-Villars :

Mémoires sur la Physique.		Dufet : Données numériques.	
T. I	268	T. I	612
T. II	301	T. II	696
T. III	443	T. III	794
T. IV	443		2 102
T. V	518		
	1 973		

Soit 4 075 volumes portés pour	mémoire.
Cotisations à recouvrer (1921, 1922, 1923) .... environ :	20 000 »

Passif.

Factures à payer à la date du 1er novembre 1923.

Journal de Physique (mai à octobre 1923), environ	15 270 »
Gauthier-Villars (facture du 9 octobre 1923)	483, 48
Société générale d'imprimerie (envoi du bulletin)	439, 70
Cotisation au Comité électrotechnique	400, 00
Impression du Bulletin, janvier 1922 à octobre 1923, environ	11 000, 00
Total	27 593, 18

Statistique.

Au 1er novembre 1923 la Société comptait :

	Résidants.	Non résidants.	Etrangers.	Total.
	—	—	—	—
Membres à vie (dont 7 honoraires).	234	71	79	384
Sociétaires ordinaires	256	259	170	685
Collectivités	10	13	20	43
Membre étudiant	1			1
	501	343	269	1 113

Ont été admis pendant l'exercice 1922-1923 (année 1923) :

	Résidants.	Non résidants.	Etrangers.	Total.
	—	—	—	—
Sociétaires	24	32	5	61
Collectivités	2	3	2	7
				68

Membres à vie au 1er novembre 1922	382	dont 9 honoraires.
— inscrits en 1922-1923	43	
— décédés	11	dont 2 honoraires.
— au 1er novembre 1923	384	dont 7 honoraires.

Total des souscriptions perpétuelles :

Au 1er novembre 1922	134 818,50
Versements en 1922-1923	6 950,50
597 membres à vie (dont 213 décédés) ont versé au 1er novembre 1923.	141 769,00

4 sociétaires, membres à vie avant 1921, ont versé en 1923 respectivement 400, 50, 100, 600 francs en plus du premier versement fait par chacun d'eux.

Les membres de la Commission :

E. Siegler, P. Jurien de la Gravière ;
J. Faivre-Dupaigre.

OUVRAGES REÇUS

3375. E. Borel. — *Eléments de la théorie des probabilités* (Librairie Hermann, 6, rue de la Sorbonne).

3376. F. Bourion. *Thermochimie* (Collection Langevin-Perrin-Urbain ; G. Doin, éditeur, Paris).

Br. 711. G. Rougier. — *Les piles photoélectriques et leur application à la photométrie* (Extrait de la *Revue d'Optique*).

Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 177, nos 23 (3 décembre 1923) ; 24 (10 décembre 1923).

Revue scientifique, n° 23 (8 décembre 1923).

Revue générale des Sciences, n° 22 (30 novembre).

Revue générale de l'Electricité, t. XIV, nos 23 (8 décembre 1923) ; 24 (15 décembre).

Bulletin de la Société d'Encouragement pour l'Industrie nationale, t. 135, n° 8 (oct. 1923).

Bulletin de l'Union des Physiciens, nos 167-168 (novembre-décembre 1923).

Recherches et Inventions, n° 5 (15 décembre 1923).

Bulletin de l'Association de Documentation scientifique, industrielle et commerciale, nos 109 (juillet-septembre 1923) ; 111 (Assemblée générale).

Nature, nos 2823 (8 décember 1923) ; 2824 (15 decem ber).

Proceedings of the Royal Society, vol. 104, n° A. 728.

The Journal of the Institution of the Electrical Engineers, vol. 62, n° 324 (december 1923).

Journal of scientific Instruments, vol. I, n° 1 (october 1923).

American journal of Science, vol. VI, n° 36 (december 1923).

(*A suivre.*)

Paris. — Soc. Gén. d'Imp. et d'Ed., 17, rue Cassette.

TOME IV SÉRIE VI N° 12

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

Fondé par J. Ch. d'ALMEIDA

ET LE

RADIUM

Fondé par Jacques DANNE

PUBLICATION de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE de PHYSIQUE

DÉCEMBRE 1923

REVUE GÉNÉRALE DE L'ÉLECTRICITÉ, EDITEUR

Administration : 12, place de Laborde, PARIS VIIIe | *Rédaction :* 10, rue Vauquelin, PARIS V^e

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

PUBLICATION MENSUELLE DE LA SOCIETE FRANÇAISE DE PHYSIQUE

ADRESSER LA CORRESPONDANCE :

Pour tout ce qui concerne l'Administration (Abonnements, Vente au numéro, Publicité, etc.) à l'Administrateur, 12, place de Laborde, PARIS VIIIe (Tél. : Wagram 90-34).

Pour tout ce qui concerne la Rédaction (Articles, Analyses, Épreuves, etc.) 10, rue Vauquelin ou au Secrétaire, 30, Quai du Louvre. (Tél. : Louvre 12-96).

Chaque numéro comprendra environ 64 pages

PRIX : Abonnements d'un an : France, 65 fr. — Etranger, 80 fr.
Le numéro : 8 francs
Première année (1920), de Juillet à Décembre inclus, les 6 numéros : France, 30 fr.; Etranger, 40 fr.

LISTE DES OUVRAGES

publiés par la Société française de Physique.

	PRIX — Pour les membres de la Société. (1)	PRIX — En librairie
	fr.	fr.
1° *Bulletin des Séances de la Société française de Physique.* — Chaque année séparément..................................	» »	» »
2° *Journal de Physique.* — Chaque année de 1896 à 1902.......	» »	22 50
— — de 1902 à 1910.......	» »	25 50
— — de 1911 à 1919 (2)	» »	37 50
3° Table du *Journal de Physique* (1872-1901).................	» »	15 »
4° *Collections de Mémoires relatifs à la Physique.*		
TOME I. — *Mémoires de Coulomb* (publiés par les soins de M. Potier). Grand in-8°, avec figures et planches ; 1884......	10 »	24 »
TOME II. — *Mémoires sur l'Electrodynamique* (publiés par les soins de M. Joubert). Ce volume contient des Mémoires d'Œrsted, Ampère, Arago, Davy, Biot et Savart, Fresnel, G. et A. de la Rive, Faraday, Savary. Grand in-8°, avec figures et planches ; 1885..................................	10 »	24 »
TOME III. *Mémoires sur l'Electrodynamique* (publiés par les soins de M. Joubert). Ce volume contient des Mémoires d'Ampère et Weber. Grand-in8°, avec figures ; 1887.................	10 »	24 »
TOME IV. — *Mémoires sur le Pendule,* précédés d'une *Bibliographie* (publiés par les soins de M. Wolf). Ce volume contient des Mémoires de la Condamine, Borda, de Prony, Kater, Bessel. Grand in-8°, avec figures et 7 planches; 1889.	10 »	24 »
TOME V. — *Mémoires sur le Pendule* (publiés par les soins de M. Wolf). Ce volume contient des Mémoires de Bessel, Sabine, Bailly, Stokes. Grand in-8°, avec figures et planches; 1891...	10 »	24 »
Les cinq volumes ensemble............	50 »	120 »
5° *Recueil de données numériques.* — *Optique,* par H. Dufet.		
TOME I. — *Longueurs d'ondes, Indices des gaz et des liquides,* in-8°.	13 »	30 »
TOME II. — *Propriétés optiques des solides,* in-8°..............	13 »	30 »
TOME III. — *Pouvoirs rotatoires, Couleurs d'interférence* (supplément), in-8°..................................	13 »	30 »
6° *Recueil d'expériences élémentaires de Physique,* publié par M. H. Abraham : TOME I. — *Géométrie, Mécanique, Pesanteur, Hydrostatique et Chaleur,* in-8°, — TOME II. — *Acoustique, Optique, Electricité et Magnétisme,* in-8°............................	15 »	br. 20 » cart. 25 »
7° *Rapports du Congrès international de Physique* (1900).........		
TOME I, II et III (chaque volume).......................	16 »	36 »
TOME IV..	5 »	12 »
Les quatre volumes ensemble..........	53 »	112 »
8° *Ions, Electrons et Corpuscules* (publiés par les soins de MM. Abraham et Langevin).........................	» »	» »
9° *Œuvres de Pierre Curie* (publiées par la Société française de Physique)....................................	15 »	44 »
10° *Recueil de Constantes* (publié par les soins de MM. Abraham et Sacerdote). (Frais d'envoi par colis postal en plus).........	br. 20 »	rel. 100 »
11° *Conférences faites en 1912.* — *Idées modernes sur la constitution de la matière*................................	5 »	24 »
12° *Etat actuel des Industries électriques* (1906)...............	5 »	10 »
13° *Conférences faites en 1913-14.* — *Idées modernes sur la constitution de la matière*................................	2 »	24 »

(1) S'adresser directement à M. Hulot, 8, rue Daguerre, Paris (14e).

(2) Sauf les années 1915 et 1918 qui n'ont pas paru, et 1919 : août à décembre restant à paraître.

Frais d'envoi et d'emballage en sus.

PARIS. — SOC. Gle D'IMP. ET D'ÉDIT., 17, RUE CASSETTE.